



**DLR**

**Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt**  
German Aerospace Center



Karlsruhe Institute of Technology

# Analyse akustischer Eigenmoden in Raketenbrennkammern bei Umgebungsbedingungen

Bachelorarbeit von:

**Hagen Fuchs**

an der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik (IPE)

und dem

DLR – Institut für Raumfahrtantriebe

Betreuung: Wolfgang Armbruster (DLR – RA)

Erstgutachter: Dr. Nicole Ruiter (IPE)

01.03.2021 – 25.05.2021

Karlsruher Institut für Technologie

Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Engesserstraße 13

76131 Karlsruhe

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, das aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Änderungen übernommen wurde.

Karlsruhe, den 24.05.2021

.....

(Hagen Fuchs)





## **Zusammenfassung**

Am Institut für Raumfahrtantriebe des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt in Lampoldshausen wird ein Verfahren zur Bestimmung der akustischen Eigenschaften einer Raketenbrennkammer unter Umgebungsbedingungen entwickelt. Dies erlaubt sowohl die schnelle und effiziente Bewertung verschiedener Kammerkonfigurationen, als auch das bessere Verständnis der akustischen Vorgänge in Raketenbrennkammern. Diese sind entscheidend für das Auftreten gefährlicher, hochfrequenter Verbrennungsinstabilitäten und können mithilfe des beschriebenen Verfahrens bereits im Labor zur Unterstützung aufwändiger Heißgasversuche bei deutlich geringerem Aufwand untersucht werden. Dazu soll gezeigt werden, dass Dämpfung, Frequenz und Form von Eigenmoden einer Brennkammer unter Umgebungsbedingungen bestimmt werden können und inwiefern sich diese Resultate von den Ergebnissen eines Prüfstandversuchs, bei laufender Verbrennung, unterscheiden. Nach einer kurzen Einführung in Theorie und Hintergründe werden zunächst Verfahren aus diversen Literaturquellen beschrieben. Die erläuterte Messtechnik des beschriebenen Verfahrens wurde daraufhin im Akustiklabor realisiert. Es werden zwei Brennkammern mit akustischen Testsignalen angeregt und die Schalldruckverteilung mit Messmikrofonen aufgezeichnet. Verschiedene Signalverarbeitungsprozesse werden genutzt um die akustischen Eigenmoden zu identifizieren und ihre Eigenschaften im Hinblick auf Dämpfung und Frequenz bestimmt. Diese Daten werden genutzt um die Funktionsfähigkeit des Verfahrens zu demonstrieren und zu prüfen, wie sich die Labormessungen im Vergleich zu Prüfstanddaten verhalten. Es konnte gezeigt werden, dass sich mit den verfügbaren Mitteln ein Verfahren aufbauen lässt, sowie dass dessen Resultate in gutem Einklang mit bestehenden Ergebnissen und der Theorie sind und dass sich, trotz quantitativer Unterschiede, die Labormessungen qualitativ grundsätzlich auf Heißgasversuche übertragen lassen. Es werden außerdem mögliche Fehlerquellen und Ansatzpunkte für zukünftige Arbeiten aufgezeigt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
1.1	Motivation der Arbeit . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Verbrennungsinstabilitäten . . . . .	7
2.2	Raketentriebwerke . . . . .	10
2.3	Akustische Grundlagen . . . . .	15
2.3.1	Herleitung der akustischen Wellengleichung . . . . .	15
2.3.2	Eindimensionale Lösung und ebene Wellen . . . . .	17
2.4	Eigenmoden . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Methoden zur akustischen Analyse</b>	<b>23</b>
3.1	Zielsetzung des Messverfahrens . . . . .	23
3.2	Messverfahren . . . . .	23
3.3	Anwendung . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>27</b>
4.1	Identifikation der akustischen Eigenmoden . . . . .	27
4.1.1	Frequenzanalyse . . . . .	27
4.1.2	Phasenanalyse . . . . .	29
4.2	Bestimmung der akustischen Dämpfung . . . . .	30
4.2.1	Messung der Halbwertsbreite . . . . .	31
4.2.2	Exponentialfit-Methode . . . . .	31
4.2.3	Vergleich der Methoden . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>35</b>
5.1	Forschungsbrennkammer CRC . . . . .	35
5.1.1	Testobjekt . . . . .	35
5.1.2	Resultate: Forschungsbrennkammer CRC . . . . .	37
5.2	Forschungsbrennkammer BKC . . . . .	41
5.2.1	Testobjekt . . . . .	41
5.2.2	Versuchsdurchführung . . . . .	43
5.2.3	Resultate: Forschungsbrennkammer BKC . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>56</b>

## Abbildungsverzeichnis

1	Luftbild des DLR Standorts Lampoldshausen, übernommen von DLR Internetpräsenz [6] . . . . .	5
2	Schaden an Faceplate und Einspritzelementen (zu sehen vor allem an Injektoren), übernommen von Araujo et al. 2018 [2] . . . . .	7
3	Druckverlauf bei stabiler und rauer Verbrennung, modifiziert von Sutton und Biblarz, 2001 [30] . . . . .	8
4	Testlauf eines Vulcain 2 Triebwerks am Institut für Raumfahrtantriebe, übernommen von DLR Internetpräsenz [7] . . . . .	10
5	Skizzierter Aufbau eines großen Flüssigtreibstoff-Raketentriebwerks, modifiziert von Sutton und Biblarz, 2001 [30] . . . . .	12
6	Wichtigste Komponenten einer Brennkammer, modifiziert von Schmidt, 1999 [28]; an der Faceplate ist ein Baffle zur Bekämpfung tangentialer und radialer Eigenmoden zu sehen . . . . .	14
7	Formen einiger Moden, modifiziert von Araujo et al. [2] . . . . .	21
8	Beispielhafte Umsetzung im Labor . . . . .	25
9	Laboraufbau im Akustiklabor . . . . .	26
10	Vergleich der Druckverteilung für eine 1T- und 1R-Mode zum initialen Zeitpunkt und nach einer halben Periode. Modifiziert von Sutton und Biblarz [30] . . . . .	29
11	Phasenlage zwischen zwei gegenüberliegenden Mikrofonpositionen für eine 1T-Mode . . . . .	30
12	Beispiel für Lorentzprofil zur Messung der Halbwertsbreite . . . . .	32
13	Beispiel eines Exponentialkurven-Fit zur Bestimmung der Dämpfung . . . . .	33
14	Ablauf des Messverfahrens mit Teilschritten . . . . .	34
15	Zeichnung der CRC. In der im Labor genutzten Version waren alle zusätzlichen Zugänge wie Düsen oder Injektoren etc. verschlossen. Modifiziert von Oschwald und Knapp [24] . . . . .	35
16	Frontansicht der CRC mit eingebauter Messhardware . . . . .	36
17	CRC MockUp . . . . .	37
18	Innenvolumen der CRC mit Baffle . . . . .	38
19	Spektrum der CRC modifiziert von Farago und Oschwald [12] . . . . .	39
20	Spektrum der CRC aus aktueller Messung mit einigen analyt. Frequenzen zum Vergleich . . . . .	40
21	gemittelte Dämpfung der CRC in verschiedenen Konfigurationen . . . . .	41
22	Druckverteilung einiger T- und R-Moden nach Gröning [14] . . . . .	41
23	BKC in ähnlicher Konfiguration. In der in dieser Arbeit verwendeten Konfiguration war der Zünder an anderer Stelle montiert und weniger Segmente vor der Düse verbaut. Modifiziert von Ivancic [16] . . . . .	42

24	Außenansicht der BKC im Labor, gut zu sehen sind Sensoren, zusätzliche Anbauten wie der Fackelzünder im kupfernen Segment und darunter die Fensteraufnahme . . . . .	43
25	Von der Brennkammer abzweigende Sensorbohrung . . . . .	44
26	Detailansichten von Dummy-Fenster und Trichter mit Mikrofonen . . . . .	45
27	Versuchsdaten und Spektrogramm des betrachteten Heißlaufs, betrachtete Lastpunkte eingezeichnet . . . . .	46
28	Spektrum von Lastpunkt 1: in rot die analyt. Werte der Eigenmoden . . . . .	47
29	Spektrum von Lastpunkt 2: in rot die analyt. Werte der Eigenmoden . . . . .	48
30	Spektrum vom Flowcheck: in rot die analyt. Werte der Eigenmoden . . . . .	49
31	Spektren div. BKC-Konfigurationen unter Laborbedingungen	50
32	Dämpfungswerte für die Heißgasversuche und den Flowcheck	52
33	Dämpfungswerte der BKC unter Laborbedingungen . . . . .	53
34	Normierte Dämpfungswerte der BKC für alle Testreihen . . .	54
35	Quadratische Fitkurve durch Dämpfungswerte unter Laborbedingungen. $R^2$ ca. 0,95 . . . . .	55
36	Skizze eines beweglichen Mikrofons zur Erweiterung des Versuchsaufbaus; modifiziert von Kim et al. [18] . . . . .	57

# 1 Einleitung

Seit vielen Jahren ist der Weltraum das Ziel von jährlich mehr als 100 Missionen. Im Vordergrund stehen dabei die Erforschung der Erde und unseres Sonnensystems, sowie in den letzten Jahren auch immer mehr kommerzielle Interessen. Im Jahr 2019 allein wurden fast 424 Mrd. Dollar in der Raumfahrtindustrie umgesetzt [29].

Der aktuell einzige Weg, um zuverlässig Satelliten, Sonden aber auch Menschen ins All zu transportieren sind Raketen mit chemischem Antrieb. Doch seit Raketentriebwerke im großen Stil entwickelt werden, müssen sich die Ingenieure mit dem Auftreten von Instabilitäten in den Brennkammern etlicher Triebwerke auseinandersetzen. Treten solche Instabilitäten ohne Gegenmaßnahmen auf, kann das schwerwiegende Folgen haben, die von Schäden an Brennkammer oder Triebwerk bis hin zum Totalverlust der Raketenstufe oder der Mission reichen. Beispielsweise sind in Abb. 2 Schäden an den Injektoren einer Brennkammer zu sehen nachdem während eines Testlaufs Instabilitäten auftraten. Diese Verbrennungsinstabilitäten entstehen durch eine Interaktion der instationären, turbulenten Verbrennung mit den akustischen Druckschwankungen in der Brennkammer. Als Methode zur Untersuchung dieser Phänomene stehen schon lange Heißgastests am Prüfstand zur Verfügung. Solche Versuchsreihen liefern verlässliche Ergebnisse, bedeuten aber auch einen hohen Zeit-, Material- und Kostenaufwand. Die Brennkammerakustik wird häufig vor den Heißgasversuchen mittels analytischer Gleichungen oder akustischer Simulationen abgeschätzt. Beide Methoden unterliegen jedoch gewissen Annahmen, wie zum Beispiel Vereinfachungen der Brennkammergeometrie oder der Wahl der akustischen Randbedingungen.

Als Alternative bietet sich eine Vermessung der Brennkammer unter Umgebungsbedingungen an. Dabei steht die Geometrie der Brennkammer vollständig zur Verfügung, aber es muss kein aufwändiger Prüfstandversuch mit laufender Verbrennung durchgeführt werden. Verschiedene Konzepte für z.B. Gegenmaßnahmen können getestet und verglichen werden. Dafür reichen dann einfach gefertigte Prototypen aus, da diese keinen hohen thermischen und mechanischen Lasten gewachsen sein müssen.

Der Standort Lampoldshausen des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt, zu sehen in Abb. 1, bietet diverse Prüfstände um die Entwicklung von Raumfahrtantrieben zu begleiten. Die einzelnen Abteilungen widmen sich einerseits der Grundlagenforschung, wie beispielsweise dem Verständnis der Vorgänge im Inneren einer Brennkammer oder der Erforschung von Verbrennungsinstabilitäten. Andererseits finden in Lampoldshausen auch Tests ganzer Komponenten bzw. fertiger Systeme wie dem Vulcain 2-Haupttriebwerk (zu sehen in Abb. 4) oder der Oberstufe der neuen Ariane 6 Trägerrakete statt. Diese wird in den nächsten Jahren als europäisches Gemeinschaftsprojekt den Zugang Europas zum Weltraum sicherstellen. Dazu können z.B. am Tech-



Abbildung 1: Luftbild des DLR Standorts Lampoldshausen, übernommen von DLR Internetpräsenz [6]

nologieprüfstand P8 diverse Forschungsbrennkammern betrieben werden, während am Höhenprüfstand P4 Triebwerke unter Bedingungen ähnlich denen auf 120km Höhe getestet werden können. Am Oberstufenprüfstand P5.2 dagegen kann nicht nur ein einzelnes Triebwerk sondern eine gesamte Raketenoberstufe inklusive Tanks getestet werden wie aktuell (2021) beispielsweise die gesamte Oberstufe der Ariane 6 [5].

Die Gruppe Verbrennungsdynamik am Institut für Raumfahrtantriebe des DLR am Standort Lampoldshausen beschäftigt sich mit der Erforschung der Vorgänge in Raketenbrennkammern, insbesondere mit der Untersuchung von Verbrennungsinstabilitäten, sowie deren Einflussfaktoren. Dazu stehen der Gruppe diverse, spezielle Forschungsbrennkammern zur Verfügung die am europäischen Forschungs- und Technologieprüfstand P8 betrieben werden. Diese Brennkammern erlauben die gezielte Beobachtung und Messung bestimmter Teilbereiche des Verbrennungsprozesses inkl. Einspritzung, die Nachbildung von Vorgängen in flugfähigen Triebwerken in einem besser beobachtbaren Maßstab oder das Erproben einzelner Komponenten.

## 1.1 Motivation der Arbeit

Zur Vorhersage gefährlicher Verbrennungsinstabilitäten ist es notwendig, die akustischen Charakteristika der Brennkammer schon vor den Heißgastests am Prüfstand zu kennen. Bisher wurden dazu die Eigenfrequenzen der Kammer mittels analytischer Gleichungen abgeschätzt. Dieses Verfahren ist zwar einfach aber beruht sich auf eine stark vereinfachte Brennkammergeometrie und ist darum ungenau. Außerdem gehen aus diesen Berechnungen keine Informationen über die Dämpfung einzelner Moden hervor. Darum ist es auch

nicht möglich allein aus diesen Berechnungen abzuleiten, welche Gefahr von welcher Mode ausgehen könnte und ob Gegenmaßnahmen ergriffen werden müssen.

In dieser Arbeit wird daher ein Verfahren aufgebaut, mit dem die Brennkammerakustik unter Laborbedingungen vermessen werden soll. Nach einer kurzen Einführung wird darum beschrieben wie eine Brennkammer akustisch angeregt und die Schalldruckverteilung an unterschiedlichen Messpositionen bestimmt wird. Es werden verschiedene Auswertemethoden beschrieben, mit denen einzelne Eigenmoden identifiziert und deren Dämpfung berechnet werden kann. Es werden Forschungsbrennkammern des DLR vermessen. Zunächst um das Verfahren selbst zu verifizieren indem Ergebnisse aus den Labormessungen mit in anderen Veröffentlichungen beschriebenen Labormessungen verglichen werden. Abschließend wird anhand einer weiteren DLR-Forschungsbrennkammer geprüft, ob die Laborergebnisse auf die Resultate realer Triebwerkstests übertragbar sind.



## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die hochfrequenten Verbrennungsinstabilitäten definiert. Danach wird, zum besseren Verständnis der folgenden Kapitel, kompakt die Funktionsweise von Raketentriebwerken beschrieben. Anschließend wird die akustische Theorie, die den beschriebenen Phänomenen zugrunde liegt, erklärt. Dabei wird die Schallausbreitung allgemein und insbesondere in Raketenbrennkammern, welche als zylinderförmige Volumen angenähert werden können, erläutert. Schließlich wird die Bildung von Eigenmoden erklärt.

### 2.1 Verbrennungsinstabilitäten

Im folgenden Abschnitt soll der Begriff der Verbrennungsinstabilitäten in Raketenbrennkammern erläutert werden. Hierbei wird überwiegend auf hochfrequente Schwingungen in der Brennkammer selbst eingegangen. Hydraulische Schwingungen z.B. im Tank- bzw. Treibstoffsystem oder der Stufenstruktur sind nicht Bestandteil dieser Arbeit. Weiter ins Detail gehende Informationen zu diesem Thema finden sich beispielsweise bei Harrje und Reardon [3] oder bei Yang und Anderson [33], eine Übersicht über die Thematik findet sich z.B. bei Culick und Yang [4] oder, allgemeiner gehalten, bei Sutton und Biblarz [30] und Schmidt [28].



Abbildung 2: Schaden an Faceplate und Einspritzelementen (zu sehen vor allem an Injektoren), übernommen von Araujo et al. 2018 [2]

Von Verbrennungsinstabilitäten spricht man, wenn eine Wechselwirkung zwischen akustischen Vorgängen und dem Verbrennungsprozess stattfindet [30], [14]. Diese können nicht nur in Raketenbrennkammern auftreten, sondern sind allgemein auch in z.B. Gasturbinen oder Industrieanlagen [14] bekannt. Im Gegensatz zu üblicher, sogenannter *rauer Verbrennung* (zu sehen in Abb. 3), zeichnen sich Verbrennungsinstabilitäten dadurch aus, dass ihre Frequenzen nicht über das Spektrum verteilt sind. Sie sind bei bestimmten, diskreten Frequenzen organisiert [30], [14] obwohl die akustische Anregung durch das Verbrennungsrauschen selbst breitbandig ist. Bei den angeregten, instabilen Frequenzen handelt es sich um die Eigenfrequenzen der Brennkammer. Der entscheidende Faktor für instabiles Verhalten ist eine Rückkopplung zwischen der akustischen Oszillation und der Verbrennung, sodass ein Energietransfer von der Wärmeenergiefreisetzung in die (akustische) Druckschwingung stattfinden kann, was zu hohen Amplituden führt.

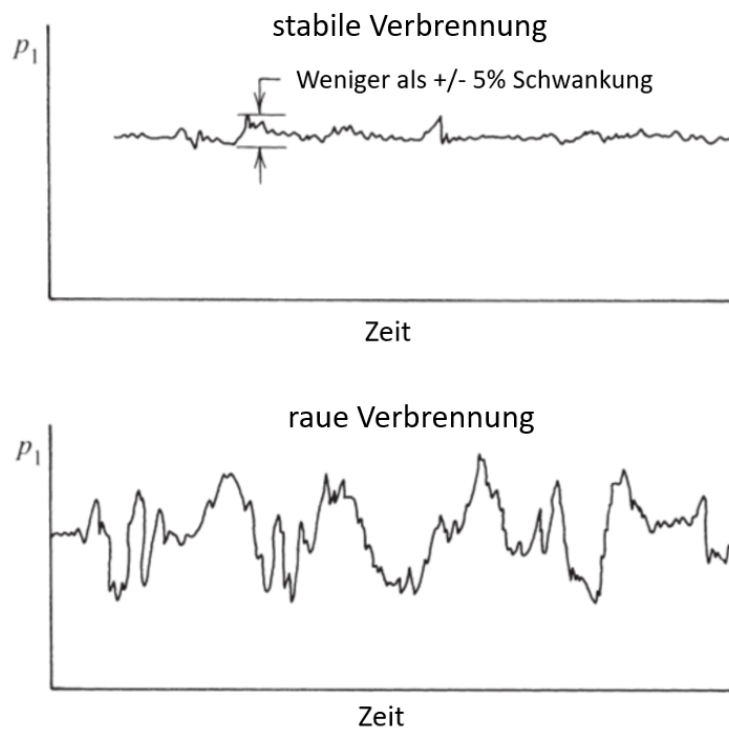


Abbildung 3: Druckverlauf bei stabiler und rauer Verbrennung, modifiziert von Sutton und Biblarz, 2001 [30]

Dieses Phänomen wurde bereits 1878 erstmals von Rayleigh beschrieben, der zeigte, dass eine periodische Wärmefreisetzung zu einem Energietransfer in

die akustische Schwingung führen kann [26]. Dabei ist die Phasenlage der Wärmefreisetzung und der Druckschwingung zueinander entscheidend, dies zeigt sich im sogenannten Rayleigh-Integral:

$$\int_0^T \dot{q}' p' dt > 0 \quad (1)$$

Dieses Integral besagt, dass für eine positive Rückkopplung zwischen Verbrennung (hier dargestellt durch die Schwankungen der Wärmefreisetzungsrates  $\dot{q}'$ ) und akustischer Schwingung (hier dargestellt durch die Druckschwankung  $p'$ ) die periodische Wärmefreisetzung innerhalb einer Periode  $T$  für eine maximale Amplitude mit der Druckschwankung in Phase sein muss. Das Produkt des Integrals in Gl. 1 muss größer als Null sein [14].

Die geforderte periodische Wärmefreisetzung ergibt sich aus der Beeinflussung der Verbrennungsprozesse in der Brennkammer durch die akustische Schwingung. Hier wird der Rückkopplungscharakter des Phänomens sichtbar, denn eine zeitliche Veränderung des Brennkammerdrucks bedingt eine Änderung der Tröpfchenbildungs- und Verdampfungsprozesse, sowie der Erwärmung der Treibstoffe. Auch die Verbrennung selbst wird beeinflusst. Damit ändert sich auch die Wärmefreisetzung, was wiederum auf die akustische Schwingung zurückwirken kann. Ist die Wärmefreisetzung dann in Phase mit der akustischen Druckschwankung, kann eine Verbrennungsinstabilität entstehen [30], [4], [3], [33], [28].

Häufig zeichnen sich die (niedrigen) tangentialen Moden (siehe Abschnitt zu Eigenmoden) durch besondere Gefährlichkeit aus, da durch sie große Mengen an Wärmeenergie z.B. zwischen gegenüberliegenden Seitenwänden transferiert werden können. Sie spielen darum eine besondere Rolle bei der Entwicklung von Triebwerken. Meist bilden sich diese tangentialen Moden in der Nähe der Injektoren [30]. Treten solche Instabilitäten auf und lassen sich nicht direkt im Konstruktionsprozess (beispielsweise durch Änderungen an der Geometrie oder dem Einspritzprozess z.B. den verwendeten Injektor-Designs [30]) beseitigen, müssen Gegenmaßnahmen getroffen werden. Dabei gibt es für die hier behandelten, hochfrequenten Instabilitäten zwei häufig eingesetzte Methoden. Zum einen können  $\frac{\lambda}{4}$  oder Helmholtz-Absorber in der Nähe der Einspritzebene (Faceplate) angebracht werden. Das sind Öffnungen in der Brennkammer mit angeschlossenem Volumen, die nach dem Prinzip eines Helmholtz-Resonators der akustischen Schwingung Energie entziehen. Diese Absorber müssen genau auf die instabile Frequenz abgestimmt werden und dämpfen die akustischen Oszillationen nur schmalbandig (bzw. in einem engen Frequenzbereich). Bei passenden Frequenzen sind diese jedoch sehr effektiv und können sämtliche, instabile Modenformen bekämpfen [30], [28]. Alternativ werden sog. Baffles verwendet, dies sind Trennwände, die in der Nähe der Injektoren angebracht werden, um die Strömung zwischen Druck-



Abbildung 4: Testlauf eines Vulcain 2 Triebwerks am Institut für Raumfahrtantriebe, übernommen von DLR Internetpräsenz [7]

zonen zu unterbrechen und an seinen Kanten Verwirbelungen zu erzeugen. Baffle wirken somit, je nach Konzeption, auf verschiedene, meist niedrige, T-Moden, bei entsprechender Auslegung auch auf R-Moden (siehe auch Abb. 6). Insbesondere die Länge der Baffle-Wände ist eine wichtige Auslegungsgröße. Sind diese zu kurz wird die Dämpfung nicht ausreichend erhöht. Werden die Baffle-Wände allerdings zu lang gewählt, können die entstehenden Zonen als einzelne, kleine Brennkammern wirken und eigene akustische Instabilitäten hervorrufen. Der Entwurf ist immer noch größtenteils empirisch und damit teuer und aufwändig, denn Baffles sind hoher thermischer Belastung ausgesetzt und müssen entsprechend gefertigt und im Betrieb gekühlt werden [30]. Eine mögliche Ausführung eines Baffles ist in Abb. 6 zu sehen, neben den Wänden zur Bekämpfung tangentialer Eigenmoden ist hier auch ein zur Außenwand paralleler Ring verbaut der radiale Eigenmoden dämpfen soll.

## 2.2 Raketentriebwerke

In diesem Abschnitt soll eine komprimierte und oberflächliche Einführung in die grundlegende Funktionsweise, sowie in den Aufbau von Raketentriebwerken geliefert werden. In dieser Arbeit werden lediglich mit Flüssigtreibstoff betriebene Triebwerke bzw. deren Brennkammern untersucht. Diese zeichnen sich durch ihre Fähigkeit zur Regelung des Schubs und, unter Umständen,

der mehrfachen Zündung aus und weisen eine hohe Effizienz und Leistungsfähigkeit aus. Dies wird allerdings mit steigender Komplexität im Vergleich zu anderen Konzepten erkauft. Auf Erläuterungen zu z.B. Festtreibstofftriebwerken oder detaillierte Erklärungen zu einzelnen Komponenten wie z.B. Turbopumpen oder Regelungssystemen, sowie Details zum Betrieb wird hier verzichtet und stattdessen auf einschlägige Literatur wie beispielsweise Sutton und Biblarz [30] oder Schmidt [28] verwiesen.

Das wichtigste Alleinstellungsmerkmal aller Raketentriebwerke ist ihre Funktionsfähigkeit im Vakuum, womit sie die einzige Möglichkeit zum Antrieb von Raumfahrzeugen sind. Dies wird im Fall von Flüssigtreibstofftriebwerken erreicht indem Treibstoff und Oxidator im Fahrzeug mitgeführt werden, im Gegensatz zu z.B. Strahltriebwerken in Flugzeugen die zwar Brennstoff (Kerosin) mitführen, aber den Oxidator zur Verbrennung der Umgebung entnehmen indem sie Luft ansaugen.

Die hier behandelten chemischen Raketentriebwerke erzeugen Schub indem Treibstoffe in einer Brennkammer unter hohem Druck und hohen Temperaturen verbrannt werden. Die verbrannten Gase werden mit hoher Geschwindigkeit entgegen der Beschleunigungsrichtung ausgestoßen. Die Schubkraft hängt prinzipiell von der Abgasgeschwindigkeit und dem Massenstrom durch die Düse ab, nach Sutton und Biblarz [30] sowie Albat, Haidn und Langel [1] lässt sich der erzeugte Schub so formulieren:

$$F = \frac{\delta m}{\delta t} v_e + (p_a - p_0) A_a \quad (2)$$

Dabei ist  $\frac{\delta m}{\delta t}$  der Massenstrom durch die Düse,  $v_e$  die Austrittsgeschwindigkeit der Gase am Düsenende,  $p_a$  gibt den Druck am Düsenaustritt an während  $p_0$  hier den Umgebungsdruck bezeichnet,  $A_a$  ist schließlich die Fläche des Düsenaustritts. Wie man sieht ist der Schub also abhängig vom Umgebungsdruck und damit nicht konstant über das Flugprofil und hängt außerdem vom Brennkammer- bzw. Düsendruck ab, sowie von der Austrittsgeschwindigkeit der Verbrennungsgase.

Als weitere sehr häufig angegebene Kenngröße eines Triebwerks soll hier auch neben dem Schub kurz der spezifische Impuls ( $I_{SP}$ ) eingeführt werden. Der spezifische Impuls berechnet sich aus dem Schub und der dafür aufgebrauchten Treibstoffmasse, damit ist er eine - im Gegensatz zum Schub - von der reinen Triebwerksgröße unabhängige Kennzahl zur Bestimmung der Effizienz und Leistungsfähigkeit eines Triebwerks (oder Treibstoffs), er berechnet sich nach [30] zu:

$$I_{SP} = \frac{\int_0^t F dt}{g_0 \int_0^t \dot{m} dt} \quad (3)$$

Wie man sieht lässt sich die Leistungsfähigkeit eines Triebwerks also auch über den spezifischen Impuls beschreiben, hier ist wieder  $\dot{m}$  der Massenstrom,  $F$  der erzeugte Schub und  $g_0$  die Gravitationsbeschleunigung.  $I_{SP}$  wird in Sekunden [s] angegeben.

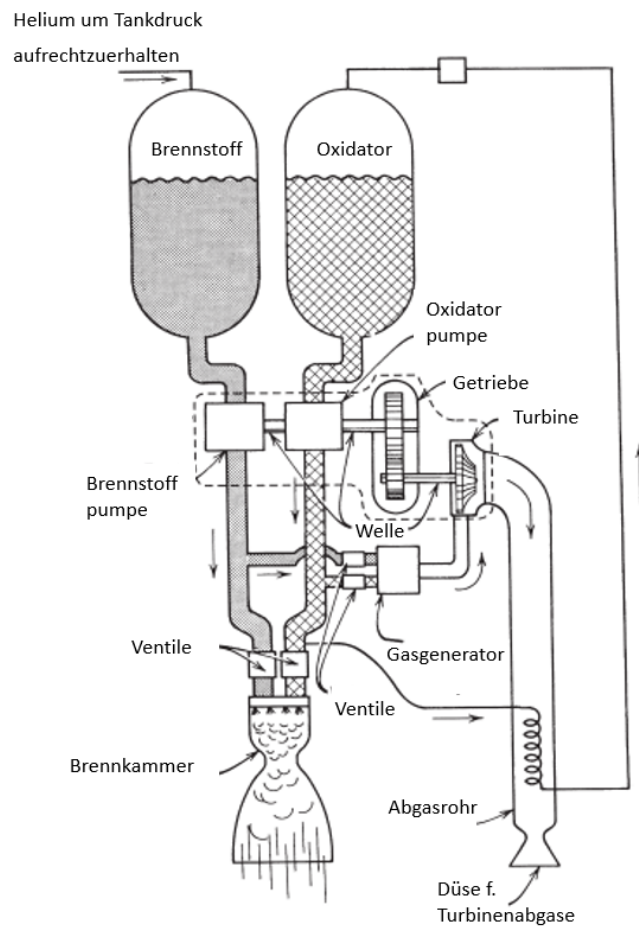


Abbildung 5: Skizzierter Aufbau eines großen Flüssigtreibstoff-Raketentriebwerks, modifiziert von Sutton und Biblarz, 2001 [30]

Die verwendeten Treibstoffe haben einen wichtigen Einfluss auf die Bauart des Triebwerks und beeinflussen als größter Faktor dessen Leistungsdaten. Heute und in der Vergangenheit wurden und werden verschiedene

Treibstoffe oder Treibstoffkombinationen eingesetzt, hier wird unterschieden zwischen Monergolen und Diergolen. Monergole sind Treibstoffe bei denen Oxidator und Brennstoff zusammen in einer chemischen Substanz mitgeführt und eingespritzt werden, beispielsweise Hydrazin (eine Stickstoff/Wasserstoffverbindung), das in der Brennkammer katalytisch zersetzt wird. Es wird z.B. in Lageregelungstriebwerken für Satelliten eingesetzt [28]. Häufiger, gerade für große Raketenstufen, werden Diergole eingesetzt, also Zweistoffsysteme bei denen Brennstoff und Oxidator getrennt mitgeführt und erst in der Brennkammer gemischt werden. Hier kann wiederum danach unterschieden werden, ob beide Treibstoffe bei Kontakt von alleine zünden (Hypergole) oder welche Temperaturen zur Lagerung erforderlich sind. So müssen oft eine oder beide Komponenten vor dem Betanken stark gekühlt und verflüssigt werden. Diese werden als kryogen bezeichnet und müssen im Tank thermisch isoliert werden [28], [30].

Die aktuell beste Leistung liefert die kryogene, nicht-hypergole Kombination aus flüssigem Sauerstoff (LOx) und flüssigem Wasserstoff (LH2) als Brennstoff. Damit ist ein theoretischer spez. Impuls von über 380s erzielbar [30], weswegen sie auch für viele Schwerlastraketen eingesetzt wird, z.B. Ariane 5 (Europa), den SpaceShuttle Haupttriebwerken (USA) oder der Delta IV (USA). Nachteilig ist, dass diese Kombination nicht lagerfähig ist und die vergleichsweise geringe Dichte des flüssigen Wasserstoffs, die große Tanks bedingt. Zusätzlich muss die niedrige Lagertemperatur von -183 Grad Celsius für flüssigen Sauerstoff und -253 Grad Celsius für Wasserstoff [30] bei der Lagerung und Handhabung bedacht werden. Alternativ wird auch z.B. Kerosin als Brennstoff mit flüssigem Wasserstoff als Oxidator eingesetzt. Lange Zeit unter Umgebungstemperatur lagerbar und hypergol aber weniger leistungsfähig und giftig sind z.B. diverse Hydrazinvarianten als Brennstoff mit  $N_2O_4$  als Oxidator.

Auch in den später in dieser Arbeit behandelten Forschungsbrennkammern des DLR wird ein Gemisch aus flüssigem Sauerstoff und Wasserstoff verbrannt.

Nachdem die Treibstoffe durch Pumpen oder den Tankdruck zur Brennkammer befördert wurden, werden sie je nach Triebwerk durch unterschiedlich ausgeführte und verschieden komplexe Injektorsysteme in die eigentliche Kammer eingespritzt. Unabhängig vom verwendeten Design wird hier eine möglichst gute Durchmischung der Komponenten angestrebt. Schließlich findet die Verbrennung statt, hier werden, abhängig vom Treibstoff, Temperaturen von 1900-3900K erreicht [30]. Die statischen Brennkammerdrücke liegen, je nach Triebwerk und Treibstofffördersystem, bei unter 30bar für kleine Triebwerke und bis zu 225bar (Spaceshuttle-Haupttriebwerke) bzw. 245bar (Energia, sowjet. Trägerrakete) für große Hauptstufentriebwerke. Grundsätzlich sind höhere Kammerdrücke für höheren Schub erstrebenswert. Allerdings muss das Treibstofffördersystem hier zuverlässig ausreichend viel Treibstoff

bei entsprechendem Druck bereitstellen können und die mechanische Struktur des Triebwerks muss dem gewachsen sein [28].

Die entstehenden Verbrennungsgase werden dann durch eine Düse ausgestoßen und erzeugen so schlussendlich Vortrieb, siehe auch Abb. 5 für eine Übersicht über die Triebwerkskomponenten.

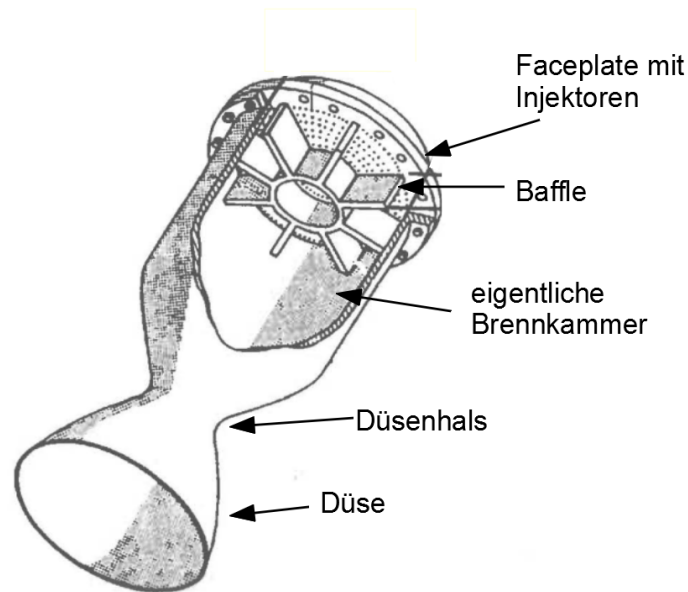


Abbildung 6: Wichtigste Komponenten einer Brennkammer, modifiziert von Schmidt, 1999 [28]; an der Faceplate ist ein Baffle zur Bekämpfung tangentialer und radialer Eigenmoden zu sehen

Von besonderer Bedeutung für die vorliegende Arbeit ist die Brennkammer. In dieser findet die eigentliche Verbrennung statt und sie ist damit auch entscheidend für das auftreten von Verbrennungsinstabilitäten. Eine typische Brennkammer ist in Abb. 6 skizziert. Typischerweise werden die Treibstoffe an der Stirnseite eingespritzt. Die stirnseitige Wand wird als Faceplate bezeichnet. Die Verbrennung findet im daran anschließenden, zylinderförmigen Brennkammerteil statt. Hier ist der Durchmesser konstant. Am Ende der Brennkammer konvergiert der Querschnitt zunächst bis der Durchmesser am sogenannten Düsenhals seinen Minimalwert annimmt, hier werden die unterschallschnellen Verbrennungsgase beschleunigt. Hinter dem Düsenhals schließt die eigentliche Düse an, dort divergiert der Durchmesser wieder. Die Verbrennungsgase werden durch die Düse bei Überschallgeschwindigkeit ausgestoßen und der Druck nimmt wieder ab. Im Betrieb findet ein Schalldurchgang durch die Düse statt ([28]), weswegen für die Stabilitätsanalyse



nur der Abschnitt bis zum Düsenhals betrachtet wird. In der Vergangenheit hat es sich als praktikabel erwiesen, die Brennkammer näherungsweise als beidseitig geschlossenen Hohlzylinder anzunehmen [2], [20].

## 2.3 Akustische Grundlagen

Für die akustischen Vorgänge in Raketenbrennkammern spielen die Eigenmoden der Kammer eine wichtige Rolle. Um zu verstehen welche Formen diese annehmen und bei welchen Frequenzen sie liegen, wird hier kurz die Schallausbreitung allgemein und insbesondere in zylinderförmigen Volumen beschrieben, da sich viele Brennkammern näherungsweise als beidseitig geschlossene Zylinder beschreiben lassen [2],[20].

### 2.3.1 Herleitung der akustischen Wellengleichung

Die folgenden Herleitungen stützen sich überwiegend auf Rossing (Kap.3) [27], Müller und Möser [22], Zucrow und Hoffman [34], Kinsler et al. [19], Morse und Ingard [21], die Dissertation von Gröning [14] sowie außerdem auf die Skripte von Ehrenfried [9] und [10]. Dort finden sich auch weiterführende Informationen und detailliertere Herleitungen. Die lineare Akustik, auf die sich hier bezogen wird, beschäftigt sich mit der Ausbreitung kleiner Störungen in einem ruhenden Medium. Diese Annäherung ist für die später beschriebenen Labortests so gültig, die Akustik eines durchströmten Zylinders wird hier nicht beschrieben, es sei hierfür auf andere Quellen wie z.B. Kathan [17] oder Gröning [14] verwiesen.

Schall lässt sich als Welle und seine Ausbreitung mit der akustischen Wellengleichung beschreiben. Um diese herzuleiten werden drei grundlegende Gleichungen zur Beschreibung der Fluideigenschaften benötigt [9], [14], [27]:

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (4)$$

$$\rho \frac{\delta \vec{v}}{\delta t} = -\nabla p \quad (5)$$

$$p = p(\rho) \quad (6)$$

Die Kontinuitätsgleichung 4 beschreibt die Massenerhaltung im Fluid während die Eulergleichung 5 die Impulserhaltung über den Zusammenhang zwischen Dichte  $\rho$ , Schallschnelle  $\vec{v}$  und Druck  $p$  angibt. Die Druck-Dichte Beziehung 6 in dieser Form beschreibt, dass der Druck des Fluids nur von seiner momentanen Dichte abhängig ist [9].

Da es sich, wie oben beschrieben, bei akustischen Phänomenen um betragsmäßig kleine Schwankungen von Druck, Dichte und Schallschnelle um eine Ruhelage handelt, können die Gleichungen 4,5 und 6 linearisiert werden. Dazu gilt für Schalldruck, Dichte und Schallschnelle folgendes:

$$p = p_0 + p' \quad (7)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho' \quad (8)$$

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}' \quad (9)$$

Wobei hier die Gesamtgröße jeweils als Summe von konstantem Umgebungsdruck  $p_0$  beziehungsweise Umgebungsdichte  $\rho_0$  und -schallschnelle  $\vec{v}_0$  und veränderlichem Wechselanteil  $p', \rho', \vec{v}'$  besteht. Diese Annäherung ist gültig für  $p' \ll \rho_0 c^2$  und  $\vec{v}' \ll c$  [27]. Nach der Linearisierung gilt für die linearisierte Kontinuitätsgleichung 4 folgende Beziehung:

$$\frac{\delta \rho'}{\delta t} + \rho_0 \nabla \cdot (\vec{v}') = 0 \quad (10)$$

Für die linearisierte Form der Eulergleichung schreibt man:

$$\rho_0 \frac{\delta \vec{v}'}{\delta t} = -\nabla p' \quad (11)$$

Die Druck-Dichte Beziehung lässt sich nach [9] auch angeben durch:

$$p' = \rho' c^2 \quad (12)$$

Wobei  $c$  hier die Schallgeschwindigkeit des jeweiligen Mediums bezeichnet.

Nun wird die linearisierte Kontinuitätsgleichung nach der Zeit abgeleitet und die Divergenz der linearisierten Eulergleichung gebildet [27]. Setzt man nach [9] noch die linearisierte Druck-/Dichtebeziehung 12 ein, kann man beide Gleichungen ineinander einsetzen, der Term welcher die Schallschnelle beinhaltet fällt weg und es ergibt sich nach [27]:

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho_0} \nabla p' \right) - \frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\delta^2 p'}{\delta t^2} \quad (13)$$

Unter der Annahme, dass die Umgebungsdichte nicht vom Ort abhängt kann  $\rho_0$  als Konstant angenommen werden:  $\rho_0(x, y, z) = \rho_0$  [14], damit ergibt sich dann die bekannte akustische Wellengleichung als:

$$\boxed{\Delta p' = \frac{1}{c^2} \frac{\delta^2 p'}{\delta t^2}} \quad (14)$$

### 2.3.2 Eindimensionale Lösung und ebene Wellen

Die Wellengleichung ist eine partielle Differentialgleichung und kann im einfachsten Fall die Ausbreitung einer Schallwelle in eine Richtung beschreiben. Damit hängt  $p'$  nur noch von einer Variablen ab. Für eine Ausbreitung in  $x$ -Richtung vereinfacht sich die räumliche Komponente der Schalldruckschwankung  $p'(x, y, z)$  zu  $p'(x)$ . Die Wellengleichung vereinfacht sich damit zu:

$$\frac{\delta^2 p'}{\delta x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\delta^2 p'}{\delta t^2} \quad (15)$$

Diese eindimensionale Form der akustischen Wellengleichung beschreibt einen Fall der Ausbreitung, indem sich eine Welle in nur eine Richtung ausbreitet, man spricht von ebenen Wellen. [14], [27]. Für ebene Wellen gilt, dass Amplitude und Phase konstant sind für die Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung [19].

Für diesen Fall nimmt eine Lösung von 15 die Form:

$$p(x, t)' = f(x - ct) + g(x + ct) \quad (16)$$

an [27], [14]. Dabei beschreibt  $f(x - ct)$  eine in positive  $x$ -Richtung laufende und  $g(x + ct)$  eine in negative  $x$ -Richtung laufende Welle. Beide Wellen bewegen sich mit der Schallgeschwindigkeit  $c$  durch das Medium, diese ist vom Medium selbst und der Temperatur abhängig [22].

Für harmonische Wellen sind alle Größen periodisch von der Zeit abhängig [14], sie stellen einen wichtigen Sonderfall dar da sich beliebige Wellen als Summe aus einzelnen harmonischen Wellen beschreiben lassen [14], [19].

Eine harmonische Welle als Lösung von Gleichung 15 kann sich auch in komplexer Form beschreiben lassen als:

$$p'(x, t) = \hat{f}e^{i(\omega t - kx)} + \hat{g}e^{i(\omega t + kx)} = \hat{p}(x)e^{i\omega t} \quad (17)$$

Hier können  $\hat{f}$  und  $\hat{g}$  auch komplexe Werte annehmen [14]. Dabei ist  $\omega$  die Kreisfrequenz und definiert als  $\omega = 2\pi f$  mit der Frequenz  $f$  und beschreibt die zeitliche Periode der Oszillation. Die Wellenzahl  $k$  ist definiert als  $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$  mit der Wellenlänge  $\lambda$  [22], [14].

### 2.4 Eigenmoden

Für die zuvor beschriebenen Gleichungen wurde die ungestörte Ausbreitung der Schallwelle in einem unendlichen Raum angenommen. Dieser Fall kommt in der Realität jedoch nicht vor. Insbesondere bei der Ausbreitung in ganz oder teilweise abgeschlossenen Volumina wie die in, dieser Arbeit behandelten Brennkammern gelten eine Reihe weiterer Gesetze, die die Wellenausbreitung

beeinflussen.

In einem solchen, geschlossenen Volumen werden Schallwellen, aufgrund geltender Randbedingungen reflektiert. Die zurücklaufende und hin laufende Welle überlagern sich. Es bilden sich Eigenmoden aus, die von den geometrischen Eigenschaften des begrenzenden Raums und den Randbedingungen bestimmt werden. Für freie Schwingungen sind die Eigenmoden die Werte von  $\omega$ , die die Wellengleichung in diesem Fall lösen [14].

Betrachtet man ein zylindrisches Rohr der Länge  $L$ , in dem sich harmonische Wellen ausbreiten nach [9] bzw. [14] können den Enden des Rohrs bei  $x = 0$  und  $X = -L$  verschiedene Randbedingungen gelten, welche die Ausbreitung beeinflussen. Diese Bedingungen werden durch die *spezifische akustische Impedanz*  $\hat{Z}$  bestimmt [14].

Die charakteristische akustische Impedanz  $Z_0$  beschreibt den Zusammenhang zwischen Schallschnelle und Schalldruck. Sie kann auch als Wellenwiderstand bezeichnet werden, als Faktor der beschreibt welchen Widerstand die Fluidelemente einer oszillatorischen Auslenkung entgegensetzen und ist als  $Z_0 = \rho_0 c$  definiert [9] [22]. Die spezifische akustische Impedanz  $\hat{Z}$  an den Rändern des begrenzten Raums ist wiederum definiert durch den Zusammenhang zwischen akustischer Druck- und Geschwindigkeitsoszillation an der jeweiligen Position (siehe Gleichung 17): [14], [22]

$$\hat{Z}(x) = \frac{\hat{p}(x)}{\hat{u}(x)} = \frac{\hat{f}(x) + \hat{g}(x)}{\hat{f}(x) - \hat{g}(x)} \rho_0 c \quad (18)$$

Daraus lässt sich dann der Reflexionsfaktor  $\hat{R}$  ableiten. Dieser beschreibt mit welcher Dämpfung und Phasenverschiebung die einlaufende Welle an den Rohrenden reflektiert wird [14]. Es gilt für den Reflexionsfaktor:

$$\hat{R}(x) = \frac{\hat{g}(x)}{\hat{f}(x)} = \frac{\frac{\hat{Z}(x)}{\rho_0 c} - 1}{\frac{\hat{Z}(x)}{\rho_0 c} + 1} \quad (19)$$

Für einen schallharten Abschluss an dem eine einlaufende Welle vollständig und ohne Phasenverschiebung reflektiert wird gilt:  $\hat{Z} \rightarrow \infty$  und  $\hat{R} = 1$ , denn als Randbedingung ist der Schalldruck  $\hat{p}(x)$  maximal und die Schallschnelle bzw. Auslenkung  $\hat{u}(x)$  an der Wand wird minimal. Ein vollständig schallweicher Abschluss (z.B. ein offenes Rohrende) hingegen reflektiert eine einlaufende Welle auch vollständig ohne Dämpfung, aber mit einem Phasensprung von  $\pi$ . Der Schalldruck am Rohrende wird Null, damit gilt für ein schallweiches Ende:  $\hat{Z} = 0$  und  $\hat{R} = -1$  [14].

Für die Schallausbreitung im Rohr gilt also, dass die einlaufende Welle von einer Welle gleicher Amplitude, aber je nach Abschluss anderer Phasenlage überlagert wird. Es bilden sich stehende Wellen aus. Setzt man die so erhaltenen Randbedingungen für vollständig abgeschlossene Enden

$\hat{R}(x = -L) = \hat{R}(x = 0) = 1$  in die Gleichung 17 ein, die eine harmonische Welle beschreibt und die Wellengleichung löst, ergeben sich folgende Eigenfrequenzen: [14]

$$f = n \frac{c}{2L} \quad n = 1, 2, \dots \quad (20)$$

Für zwei offene Enden und Randbedingung  $\hat{R}(x = -L) = \hat{R}(x = 0) = -1$  gelten ebenfalls die Eigenfrequenzen nach 20. Für je ein offenes und ein geschlossenes Ende gilt allerdings  $\hat{R}(x = -L) = 1, \hat{R}(x = 0) = -1$  (oder umgekehrt), daraus folgt, wieder nach Einsetzen der Randbedingungen in 17, für die Eigenfrequenzen: [14]

$$f = (2n - 1) \frac{c}{4L} \quad n = 1, 2, \dots \quad (21)$$

Wie man erkennt, hängen diese Eigenfrequenzen nur von der Geometrie (in diesem Fall nur der Länge  $L$ ) des Hohlzylinders und der Schallgeschwindigkeit sowie den gewählten Randbedingungen ab.

Bei freien, also von außen unbeeinflussten Schwingungen, wird das Fluid im Rohr mit diesen Frequenzen schwingen. Dabei befindet sich für geschlossene Enden an den Wänden ein (betragsmäßiges) Druckmaximum, die Amplitude nimmt also Extremwerte an, das Druckbauch genannt wird und ein Geschwindigkeitsminimum. Für offene Enden befindet sich dort ein (betragsmäßiges) Druckminimum, die Amplitude nimmt also Minimalwerte an, und Geschwindigkeitsmaximum das Knoten genannt wird.

In einem Hohlzylinder, beziehungsweise einer Brennkammer, sind neben den oben beschriebenen, axial ausgerichteten, longitudinalen Eigenmoden aber auch weitere Moden in tangentialer und radialer Richtung sowie kombinierte Formen möglich. Um diese näher zu betrachten wird zunächst die dreidimensionale Wellengleichung 14 in ein zylindrisches Koordinatensystem transformiert, diese Operation liefert: [34], [14], [10]

$$\frac{\delta^2 p'}{\delta t^2} - c^2 \left( \frac{1}{r} \frac{\delta p'}{\delta r} + \frac{\delta^2 p'}{\delta r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\delta^2 p'}{\delta \theta^2} + \frac{\delta^2 p'}{\delta z^2} \right) = 0 \quad (22)$$

In Anlehnung an Zucrow und Hoffman ([34]) kann die allgemeine Lösung von 22 über folgenden Separationsansatz bestimmt werden: [34], [14]

$$p'(r, \theta, z, t) = R(r)\Theta(\theta)Z(z)T(t) \quad (23)$$

Für die Druckverteilung im Zylinder ergibt sich aus dem o.g. Separationsansatz, nach diversen Umformungen (die z.B. bei Zucrow und Hoffman [34], bei Gröning [14] oder Ehrenfried [9] bzw. [10] im Detail nachzulesen sind), folgende Gleichung:

$$p'(r, \theta, z, t) = \sum_{m,n,q} \left[ J_n \left( \frac{\pi \alpha_{mn} r}{R} \cos \left( \frac{\pi q z}{L} \right) \right) \right]$$

$$[M \cos(n\theta + \omega t - \delta_1) + N \cos(n\theta - \omega t - \delta_2)] \quad (24)$$

Hierbei ist  $J_n$  die Bessel-Gleichung  $n$ -ter Ordnung, eine Differentialgleichung, die sich aus dem Separationsansatz 23 ergibt. Für eine ausführliche Herleitung sei hier auf entsprechende Literatur verwiesen, kurze Herleitungen finden sich z.B. auch bei Gröning [14] oder Zucrow und Hoffman [34]. Die Werte für  $\alpha_{n,m,q}$  werden im hier behandelten Fall mit Randbedingungen durch die mit  $1/\pi$  multiplizierten Nullstellen der Ableitung der Besselgleichung erster Gattung und  $n$ -ter Ordnung bestimmt [14].  $L$  und  $R$  geben hier die Länge  $L$  und der Radius  $R$  des behandelten Zylinders an.

$m, n, q$  sind die sog. *Ordnungszahlen*, sie bestimmen die Modenform und Art der Eigenmode. Es gilt dabei  $m, n, q \in \mathbb{N}$ . Sind zwei der Ordnungszahlen 0 spricht man von einer reinen Mode, für  $m = n = 0, q \neq 0$  spricht man von reinen longitudinalen oder L-Moden. Wenn gilt:  $m = q = 0, n \neq 0$  handelt es sich um reine tangentialen oder T-Moden. Gilt schließlich  $n = q = 0, m \neq 0$  wird eine reine radiale oder R-Mode betrachtet. Für den Fall, dass zwei Ordnungszahlen 0 und die dritte Ordnungszahl den Wert 1 annimmt, handelt es sich um eine *fundamentale* Mode, höhere Moden sind harmonische Moden. Falls mehr als eine Ordnungszahl ungleich 0 ist spricht man von kombinierten oder Kombimoden [14].

Nimmt man gleiche Randbedingungen an gegenüberliegenden Wänden an:  $\hat{R}_1 = \hat{R}_2 = 1$  und betrachtet außerdem gleiche Amplituden der hin- und rücklaufenden Welle:  $M = N$  gilt für die eigentlichen Frequenzen der Eigenmoden folgendes: [14], [10]

$$f_{m,n,q} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{\alpha_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{q}{L}\right)^2} \quad (25)$$

Je nach Wahl der Ordnungszahlen lassen sich so die Frequenzen der Eigenmoden eines Rohrs und Näherungsweise auch einer Brennkammer analytisch bestimmen. Für eine Wahl der Ordnungszahlen  $m = n = 0, q \in \mathbb{N}$  nimmt die Gleichung 25 die bekannte Form für stehende Wellen nach 20 an.

Werte für  $\alpha_{n,m,q}$  zur Bestimmung der verschiedenen Eigenmoden die sich als durch  $\pi$  dividierte Nullstellen der Bessel-Funktion ergeben lassen sich für schnelle Berechnung aus Tabelle 1, z.B. nach Zucrow und Hoffman [34], entnehmen:

Tabelle 1:  $\alpha_{mn}$  Werte nach: Zucrow und Hoffman [34], Tabelle 15-3

m/n	0	1	2	3	4
0	0,000	1,220	2,333	3,238	4,241
1	0,586	1,697	2,717	3,726	4,731
2	0,972	2,135	3,173	4,192	5,204
3	1,337	2,551	3,612	4,643	5,662
4	1,693	2,995	4,037	5,082	6,110

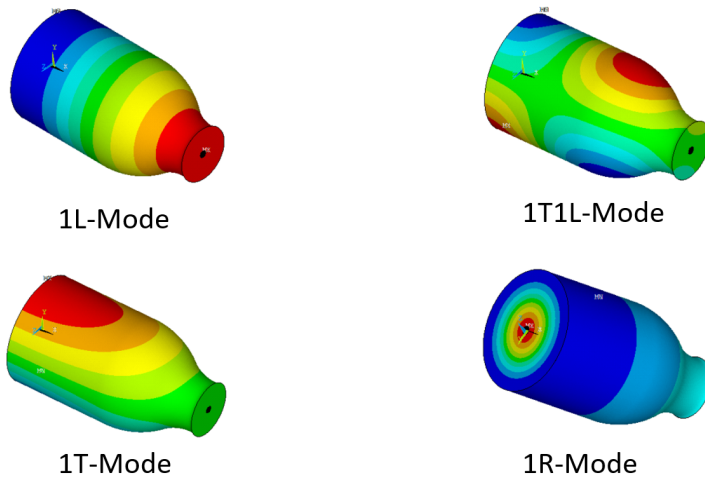


Abbildung 7: Formen einiger Moden, modifiziert von Araujo et al. [2]

In Raketentriebwerken treten, je nach Geometrie und Konstruktion, alle drei reinen Modenformen und diverse Kombinationsmoden auf. Dabei werden L-Moden an der Faceplate und dem konvergenten Düsenteil reflektiert während sich T-Moden zwischen gegenüberliegenden Seitenwänden der Brennkammer ausbilden. Wobei der konvergente Düsenteil nur einen Teil der Schallenergie reflektiert während die restliche Energie durch die Düse selbst abgeführt wird [3], [30]. Darum treten longitudinale Eigenmoden im laufenden Betrieb nur selten auf [28] und stellen keine große Gefahr dar [30]. Tangentiale Eigenmoden hingegen werden bei der Reflexion an den schallharten Seitenwänden nicht signifikant gedämpft, der einzige dämpfende Faktor ist die Verbrennung selbst durch den Übergang zwischen flüssigen Treibstoffen und Verbrennungsgasen. Treten allerdings Verbrennungsinstabilitäten auf, trägt die Verbrennung deutlich mehr zu Druckoszillationen bei als sie diese dämpft [30]. Radiale und Tangentiale Eigenmoden können in der Brennkammer also quasi ungedämpft existieren während longitudinale Moden konstruktionsbedingt gedämpft werden. Dadurch zeigt sich, dass die größte Gefahr für reale Triebwerke im normalfall von transversalen, also tangentialen und radialen, Moden ausgeht. Tangentiale Eigenmoden sind dabei besonders gefährlich. Treten diese bei Instabilitäten auf kann die Wärmetransferrate auf das bis zu zehnfache der Werte im stabilen Zustand ansteigen und so die Seitenwände der Brennkammer innerhalb kurzer Zeit schmelzen [30].



### 3 Methoden zur akustischen Analyse

Im folgenden Kapitel werden Messverfahren, Testsignale, sowie die verwendeten Auswerteverfahren erläutert. Informationen zu ähnlichen Verfahren zur Bestimmung der Brennkammerakustik finden sich z.B. bei Araujo et al. [2], bei Kim et al. [18] und bei Laudien et al. [8]. Außerdem finden sich Beschreibungen bei Langel et al., die bei der Entwicklung eines Ariane 5 Oberstufentriebwerks mitwirkten und dort an der Untersuchung akustischer Instabilitäten arbeiteten [20]. In den Arbeiten von Farago und Oschwald bzw. Oschwald und Marpert wurden am DLR Standort Lampoldshausen selbst auch akustische Tests unter Umgebungsbedingungen durchgeführt, auf deren Ergebnisse und Erfahrungen zurückgegriffen werden kann [12], [11], [23].

#### 3.1 Zielsetzung des Messverfahrens

Ziel des Verfahrens sowie der Auswerteroutine ist die Ermittlung der Eigenfrequenzen einer Brennkammer sowie eine Berechnung der Dämpfung einzelner Moden. Davon ausgehend kann ein Vergleich mit Heißgas-Versuchen und den dort gewonnen Dämpfungswerten und Frequenzen durchgeführt werden. Lässt sich ein qualitativer Zusammenhang herstellen, kann das Verfahren in Zukunft zur Ergänzung von teuren und aufwändigen Heißgasversuchen, sowie rechenaufwändigen Simulationen herangezogen werden.

Kurz zusammengefasst wird, wie in Abbildung 8 zu sehen, zunächst die Schalldruckverteilung in der Brennkammer aufgezeichnet. Je nach Anregung kann dann das Spektrum im Frequenzbereich betrachtet werden. Aus der Lage der Peaks und der Phasenbeziehung zwischen verschiedenen Messpositionen kann eine auftretende Frequenz einer akustischen Brennkammereigenmoden zugeordnet werden. Anschließend wird die Dämpfung der Eigenmode bestimmt. Daraus lässt sich auf die Gefährlichkeit schließen und die Wirksamkeit von Gegenmaßnahmen wie z.B. Baffles vergleichen.

#### 3.2 Messverfahren

Zur Analyse der Brennkammerakustik müssen Druckschwankungen in der Brennkammer angeregt und ausgewertet werden. Hierfür existieren verschiedene Methoden. In den Arbeiten von Farago und Oschwald ([12], [11]), Oschwald und Marpert ([24]), Langel et al. ([20]), Laudien et al. ([8]), Kim et al. ([18]) und Araujo et al. ([2]) wird die Brennkammer zunächst durch weißes Rauschen breitbandig angeregt. Meist geschieht dies durch einen ([12], [11], [23], [18], [2]) oder mehrere ([20], [8]) Lautsprecher die in der Faceplate der Brennkammer montiert werden. Zusätzlich wird in allen oben genannten Veröffentlichungen, außer bei Kim et al. [18], eine Anregung mit monofrequenten

Sinussignalen genutzt, um besondere Eigenschaften wie z.B. die Eigenmoden näher zu untersuchen. Die Autoren, die einen dedizierten Nachbau (Mock-Up) der getesteten Brennkammer nutzen (z.B. Laudien et al. [8], Langel et al. [20] oder Kim et al. [18]), verwenden in der Faceplate oder kurz hinter der Einspritzebene radial verteilte, bündig in die Wand eingebaute Messmikrofone. Außerdem setzen einige Autoren auf in der Brennkammer verfahrbare Messmikrofone. Diese werden auf einem beweglichen Stab montiert durch die Düse in die Kammer geschoben. Mit diesen kann der Länge nach und, je nach genauer Position, auch radial, nach Druckmaxima oder Minima gesucht werden um Moden zu identifizieren, so z.B. bei de Araujo et al. ([2]), die nur auf dieses Messmikrofon setzen. Langel et al. ([20]) und Laudien et al. ([8]) nutzen zusätzlich radial hinter der Faceplate platzierte Mikrofone. Kim et al. ([18]) setzen auf mehrere bewegliche Messmikrofone und zusätzlich ein in der Faceplate platziertes Referenzmikrofon.

Die Arbeiten von Farago und Oschwald ([12], [11]) bzw. Oschwald und Marpert ([23]) platzieren den Lautsprecher und ein Mikrofon in der Faceplate, zum Teil ergänzt durch eine weitere Mikrofonposition in der Seitenwand ([12]).

Das verwendete weiße Rauschen zeichnet sich dadurch aus, dass alle Frequenzen des akustischen Spektrums mit gleicher Leistung vertreten sind. Dies ermöglicht eine gleichzeitige und gleichmäßige Anregung der Brennkammer mit allen möglichen Frequenzen, sofern diese vom Lautsprecher wiedergegeben werden können [22].

Der wichtigste Punkt der für die Wahl der Mikrofonpositionen beachtet werden muss ist, idealerweise eine möglichst große räumliche Verteilung zu erzielen, um die Phasenlage verschiedener Eigenmoden zu betrachten und Signale abseits von Knotenlinien aufzuzeichnen. Diese liefern verlässliche Werte für die Berechnung der Dämpfung. Mikrofone die auf oder in der Nähe einer Knotenlinie liegen haben sich als unvorteilhaft für die Dämpfungsbestimmung herausgestellt. Nach Sutton und Biblarz [30] treten die meisten und schädlichsten Instabilitäten in der Nähe der Injektoren auf [30]. Es ist demnach also sinnvoll auch von dieser Position aus anzuregen. An weiteren Stellen kann "sekundär" angeregt werden, um Moden beobachten zu können die bei injektorseitiger Anregung nicht oder nur schwach auftreten. Auch können zusätzliche Messpunkte über die Länge verteilt werden, was insbesondere im Hinblick auf L-Moden wichtige Erkenntnisse liefern kann und bei der Identifikation von Kombinationsmoden besonders hilfreich ist.

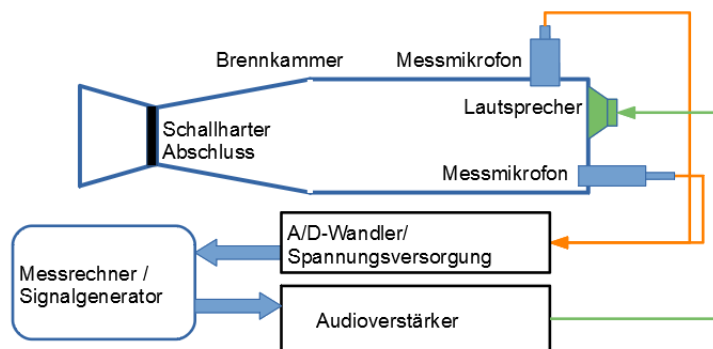


Abbildung 8: Beispielhafte Umsetzung im Labor

### 3.3 Anwendung

Zur Vorbereitung der Versuche müssen zunächst die Messmikrofone und ein Lautsprecher eingebaut werden. Zur Verfügung standen hier zwei G.R.A.S 46AG Messmikrofone mit 1/2"Kapsel. Die benötigte Polarisationsspannung von 200V wurde dabei durch eine externe Spannungsversorgung bereitgestellt. Die Mikrofone geben ein, vom dynamischen Druck abhängiges, Spannungssignal aus das mit einer National Instruments Messkarte digitalisiert und mithilfe einer LabVIEW-Anwendung aufgezeichnet wird. Um das gesamte akustische Spektrum der analysierten Forschungsbrennkammern abzudecken wurde eine Samplefrequenz von 50kHz gewählt. Prinzipiell sind niedrigere Abtastraten möglich, da das interessante Spektrum deutlich kleiner ist und das Spektrum des verwendeten Rauschsignal bei 20kHz begrenzt ist, der Frequenzgang der genutzten Lautsprecher fällt bereits früher ab. So genügt die Abtastfrequenz dem Nyquist-Shannon-Theorem  $f_A \geq 2 * f_{max}$  allerdings auf jeden Fall und Aliasingeffekte können sicher vermieden werden; die anfallende Datenmenge ist aufgrund weniger Messsignale und kurzer Versuchsdauer generell nicht problematisch.

Zur Anregung wurden zwei verschiedene Lautsprecher verwendet. Für die meisten Messungen konnte ein Visaton K50WP Lautsprecher verwendet werden, der mit einem Übertragungsbereich von 180Hz-17kHz eine ausreichende Bandbreite aufweist und sich mit 50mm Gehäusedurchmesser gut für den Einbau in die Brennkammern eignet. Für einzelne Messungen, bei denen kleinere Dimensionen nötig waren, wurde auf einen Visaton CP13 zurückgegriffen, der Frequenzgang ist mit 1700-22000Hz zwar nach unten stärker beschränkt aber mit 30mm Gehäusedurchmesser ist die Platzierung an einigen Stellen einfacher. Die abbildbare Bandbreite ist immer noch ausreichend. Verschiedene Testsignale wurden von einem Funktionsgenerator bereitgestellt und mit einem Audioverstärker ausreichend verstärkt. Aufgrund der empfindlichen Mikrofone und der Betrachtung kleiner Amplituden

um lineare akustische Vorgänge zu garantieren, werden an die Leistungsverstärkung keine besonderen Ansprüche gestellt. Der fertige Laboraufbau mit mehreren Messmikrofonen, A/D-Wandler, Signalgenerator und Verstärker ist in Abbildung 9 zu sehen.

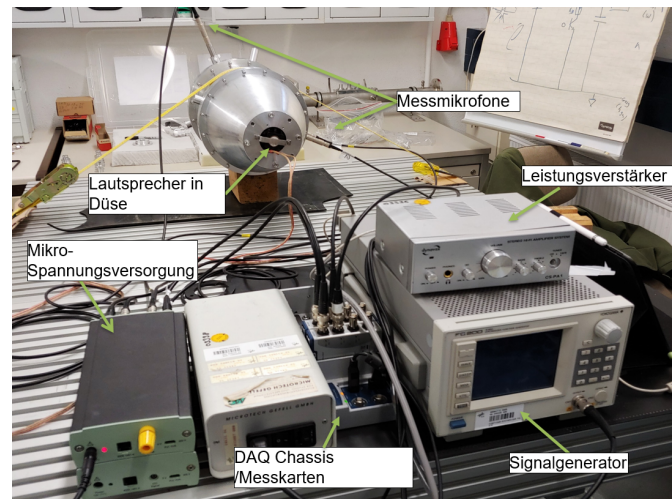


Abbildung 9: Laboraufbau im Akustiklabor

## 4 Auswertung

Um die gemessenen Daten auszuwerten wurden diverse Filter, Transformationen und Kurvenfits durchgeführt. Alle Operationen sind in MATLAB umgesetzt worden. Oft konnte dabei zum Teil auf bestehende Routinen als Grundlage zurückgegriffen werden die bereits für Versuchsreihen an den Prüfständen Verwendung finden. Diese mussten für die verwendete Form der Eingangssignale sowie deren Bandbreite, Samplerate etc. angepasst und modifiziert werden.

### 4.1 Identifikation der akustischen Eigenmoden

#### 4.1.1 Frequenzanalyse

Zu Beginn wird das Spektrum der Kammer nach Anregung mit weißem Rauschen betrachtet, um einen Überblick der auftretenden Peaks zu erhalten. Dazu wurde das Leistungsdichtespektrum (Power Spectral Density, PSD) aller Messpunkte berechnet. Das Leistungsdichtespektrum gibt die Leistung des Signals pro Frequenz(abschnitt) an. Im zeitkontinuierlichen Fall würde das Leistungsdichtespektrum als Fouriertransformierte der Autokorrelation des Signals berechnet werden. Für diskrete Signale wie sie hier nach der Digitalisierung auftreten ist die direkte Angabe nicht möglich [25]. Es wird stattdessen ein Periodogramm abgeschätzt. Dieses stellt, vergleichbar zur Angabe der Leistungsdichte, die Leistung der diskreten Frequenzen dar und lässt sich mit:

$$S_k = \frac{1}{N} Y_k Y_k^* = \frac{1}{N} |Y_k|^2 \quad (26)$$

darstellen. Dabei stellt  $S_k$  die Energie des Signals  $Y$  im diskreten Frequenzabschnitt  $k$  dar. [25].

Da für eine möglichst fehlerfreie Berechnung des Periodogramms über mehrere Spektren gemittelt werden kann [25], wurde hier auf die Berechnung nach Welch zurückgegriffen, die bereits für frühere Arbeiten erfolgreich eingesetzt wurde [14]. Die Welch-Methode zerteilt ein Signal in einzelne, überlappende Segmente, nutzt die Fourier-Transformation um für jedes Segment ein Periodogramm zu berechnen und bildet abschließend die Leistungsdichte des Signals als Mittelwert aller Blöcke [32]. Damit ergeben sich weitere Parameter für die Berechnung: die Fenstergröße bzw. Segmentlänge die die Frequenzauflösung beeinflusst. Je länger die Segmente desto feiner wird die Auflösung  $\Delta f$ . Zu wenige, längere Segmente erhöhen das Rauschen. Die Überlappung der Blöcke mit der die Gesamtanzahl aller Segmente bei endlichen Signalen vergrößert und damit Rauschen vermindert werden kann und der Fenstertyp, welcher zur Aufteilung in einzelne Abschnitte dient und den Leckeffekt beeinflusst [32], [14]. Nach guten Erfahrungen in vorhergehenden Arbeiten zu diesem oder ähnlichen Themen (z.B. bei Gröning [14]) wurde

das Hann-Fenster gewählt, das nach [25] für alle Werte in  $0 \leq n \leq N - 1$  durch:

$$w_{N,n} = \frac{1}{2} \left( 1 - \cos \left( \frac{2\pi n}{N} \right) \right) \quad (27)$$

gegeben ist. Mit einer Abtastrate von  $f_A = 50kHz$  ergibt sich nach [14] bei einer Segmentlänge von 65536 Samples eine Frequenzauflösung von ca.  $\Delta f = \frac{f_s}{\text{Segmentlänge}} = 0,763Hz$ . Die Segmentlänge wurde, in Anlehnung an vorherige Arbeiten, durch Probieren gewählt um eine gute Frequenzauflösung bei möglichst wenig Rauschen zu erhalten. Die Länge der Segmente kann hier größer gewählt werden als in den Heißgasversuchen auf denen dieses Verfahren beruht, da die im Labor gewonnenen Signale beinahe beliebig lang gewählt werden können, meist wurden etwa 5-10s lange Abschnitte betrachtet. Im Gegensatz dazu wurden in anderen Arbeiten die sich mit Heißgasversuchen beschäftigten meist Signallängen im Bereich von  $T_0 = 1s$  [15], [14] oder weniger [31] betrachtet. Nach Puente Léon ist die mögliche Frequenzauflösung einer Fourier Transformation, auf der die Welch-Methode beruht, direkt von der Beobachtungszeit  $T_0$  abhängig [25]. Die Überlappung der Segmente wurde, ähnlich wie in den vorherigen Arbeiten, zu 58.982 Samples gewählt um die Anzahl der einzelnen Segmente möglichst groß zu halten und damit Rauschen zu minimieren.

Somit kann nun das Spektrum der einzelnen Messpunkte berechnet und verglichen werden. Oft bietet sich eine Mittelwertbildung über mehrere Messpunkte an, falls diese sehr ähnliche Spektren liefern. In diesem Spektrum können einige Peaks ausgemacht werden, die die Eigenfrequenzen der Brennkammer oder weitere wichtige akustische Eigenschaften des Systems charakterisieren. Diese sind trotz der breitbandigen Anregung mit vergleichsweise hohen Amplituden vertreten und heben sich deutlich vom Grundrauschen der Anregung ab. Die gemessenen Peaks können dann mit den nach Gleichung 25 analytisch berechneten oder simulierten Eigenfrequenzen abgeglichen werden. Dabei treten meist Abweichungen auf. Konstante Faktoren lassen sich auf unterschiedliche Schallgeschwindigkeiten zurückführen, hier kann über eine Temperaturmessung während des Versuchs oder im Nachhinein, durch das Verhältnis zwischen gemessener und simulierter oder berechneter Peakfrequenz ein Korrekturfaktor berechnet werden. Häufig reicht dies bereits aus um einzelne Eigenmoden zweifelsfrei identifizieren zu können. Zusätzliche Abweichungen treten oft bei rein analytisch berechneten Eigenfrequenzen auf und lassen sich auf die in der Realität nicht perfekt zylinderförmige Innengeometrie der meisten Brennkammern zurückführen.

#### 4.1.2 Phasenanalyse

Sollten Peaks nicht eindeutig identifiziert werden können, da mehrfache Peaks in der Nähe einzelner theoretischer Werte auftreten, kann eine Phasenanalyse Klarheit schaffen. Dieser Schritt lehnt sich an die Arbeit von z.B. Laudien et al. [8] und Langel et al. [20] an, die ein vergleichbares Verfahren beschreiben. Wie schon kurz im Abschnitt zu Eigenmoden erläutert, bilden sich bei Anregung der Eigenfrequenzen charakteristische Schalldruckverteilungen in der Brennkammer mit bestimmten Stellen minimaler (Knoten) und maximaler (Druckbäuche) Betragsamplitude. Aufgrund der Randbedingungen liegen an Wänden immer maximale Amplituden an. Jede Knotenlinie bedeutet eine Phasendrehung des Signals um  $\pi$  bzw.  $180^\circ$ . Daraus folgt direkt, dass beispielsweise an gegenüberliegenden Seitenwänden gelegene Messpunkte für alle ungeraden T-Moden außer Phase (um  $180^\circ$  Phasenverschoben), für alle geraden T-Moden aber in Phase sind. Das Gleiche gilt im Fall von Messpunkten nahe der Einspritzebene und nahe der Düse für gerade und ungerade L-Moden. Für eine 1T- und eine 1R-Mode ist die Druckverteilung zu zwei Zeitpunkten in Abbildung 10 dargestellt. Es gilt außerdem, dass ungerade T-Moden eine Knotenlinie  $90^\circ$  zur Lautsprecher-Position aufweisen [12], da sich in der Nähe des Lautsprechers, also der Zone maximaler Anregung, keine Knotenlinien ausbilden [8]. Ansonsten ist die Lage der Knotenlinien einer T-Mode in Relation zur Kammer unbestimmt, sofern keine zusätzlichen Einflüsse vorhanden sind. In diesem Fall würden sich Knotenlinien z.B. zwischen  $\frac{\lambda}{4}$  – oder Helmholtz-Resonatoren ausrichten oder, wie im besprochenen Fall, den Bereich des Lautsprechers nicht kreuzen [20].

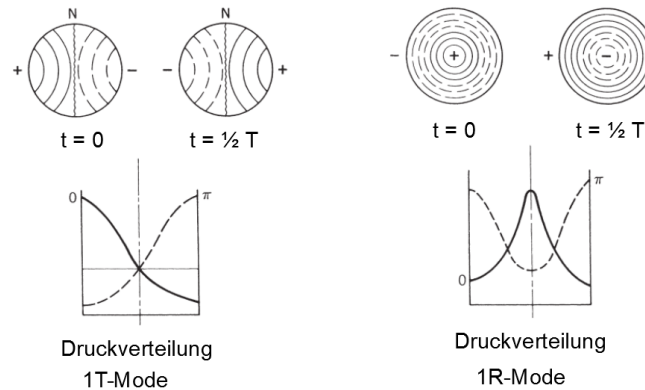


Abbildung 10: Vergleich der Druckverteilung für eine 1T- und 1R-Mode zum initialen Zeitpunkt und nach einer halben Periode. Modifiziert von Sutton und Biblarz [30]

Werden diese Bedingungen berücksichtigt und liegen ausreichend verschiedene Messpunkte vor, kann die zeitabhängige Amplitude an zwei passenden Orten gleichzeitig betrachtet und die Phasenlage entweder berechnet oder sogar direkt abgelesen werden. Dies ist gut in Abbildung 11 am Beispiel einer 1T-Mode zu sehen. Dies ist sowohl bei monofrequenter Sinusanregung bei einer fraglichen Frequenz möglich, als auch bei Anregung mit weißem Rauschen. In diesem Fall muss allerdings ausreichend um die untersuchte Frequenz herum gefiltert werden. Für die Filterung der Signale bei der Nutzung von weißem Rauschen wurde ein Butterworth-Bandpass-Filter verwendet. Hierbei hat sich ein Passband von  $[f_0 - 10Hz \quad f_0 + 10Hz]$  sowie ein Sperrband von  $[0 \quad f_0 - 50Hz]$  bzw.  $[f_0 + 50Hz \quad f_{max}]$  als ausreichend herausgestellt. Es zeigte sich außerdem, dass eine Filterordnung von 2-3 ausreicht um die Phasenlage zufriedenstellend abzuschätzen.

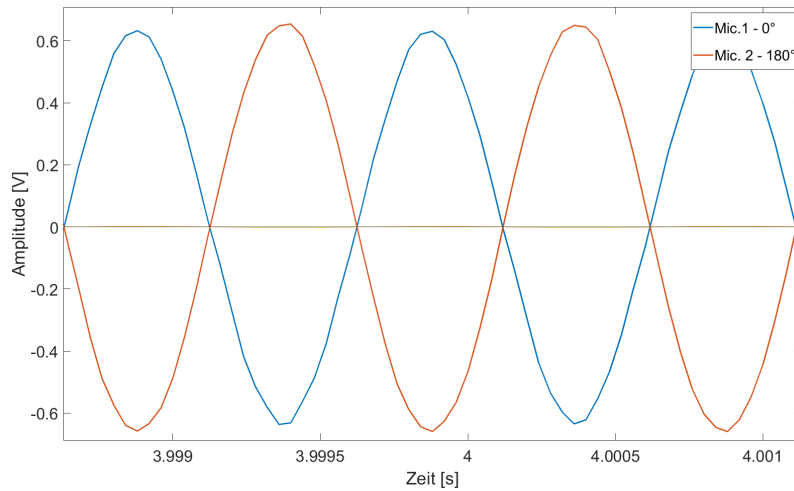


Abbildung 11: Phasenlage zwischen zwei gegenüberliegenden Mikrofonpositionen für eine 1T-Mode

## 4.2 Bestimmung der akustischen Dämpfung

Die akustische Dämpfung einer Brennkammer gibt an, wie stark verschiedene Verlustmechanismen, z.B. thermische und viskose Verluste oder Wirbelbildung, der akustischen Oszillation Energie entziehen. [31]. Stark gedämpfte Moden werden weniger zu Instabilitäten neigen, während eine Gegenmaßnahme dann funktioniert, wenn sie einer Mode genug Energie entzieht und so die Dämpfung erhöht. Damit zeigt sich warum die Kenntnis der Dämpfungswerte verschiedener Moden so wichtig für die Untersuchung und Vermeidung von Instabilitäten in einer Brennkammer ist.

Zur Messung der Dämpfung einer Mode wurden zwei verschiedene Verfahren angewandt. Zum einen die Bestimmung der Halbwertsbreite Lorentzprofil-



Methode und zum anderen die Ermittlung mittels eines Exponentialfits.

#### 4.2.1 Messung der Halbwertsbreite

Für die Lorentzprofil-Methode macht man sich zunutze, dass eine stärker gedämpfte Mode im Spektrum einen breiteren Peak aufweist, als vergleichsweise schwächer gedämpfte Moden. Die Messung mittels Lorentz-Profils ist damit prinzipiell eine Messung der Halbwertsbreite eines Peaks [17], [14], [31], [24]. Dieses Verfahren lässt sich bei breitbandiger Anregung anwenden. Erforderlich sind lediglich ein stochastisches Anregungssignal und ausreichend kleine Amplituden, um nichtlineare, akustische Phänomene zu vermeiden. Das Lorentzprofil ergibt sich nach Gröning [14] folgendermaßen: eine gedämpfte Schwingung der Frequenz  $\omega_0$ , der maximalen Amplitude  $x_0$  und der Dämpfung  $\alpha$  lässt sich im Zeitbereich beschreiben durch:

$$x(t) = x_0 e^{i(\omega_0 + i\alpha)t} \quad (28)$$

Nach der Fouriertransformation ergibt sich im Frequenzbereich:

$$X(\omega) = x_0 \frac{\alpha + i(\omega_0 - \omega)}{\alpha^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (29)$$

Für die spektrale Leistungsdichte ergibt sich nach dem Wiener-Chintschin-Theorem mit dem quadrierten Betrag der Fourier-Transformation:

$$P(\omega) = |X(\omega)|^2 = X(\omega)X(\omega)^* = \frac{x_0^2}{\alpha^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (30)$$

Diese Funktion kann im Frequenzbereich an die gemessenen Peaks gefittet werden. Dabei sind  $x_0$  und  $\omega_0$  weitere Fitparameter (max. Peakhöhe und Centerfrequenz) zur besseren Anpassung an die Messdaten. Ein Beispiel ist in Abbildung 12 zu sehen. Die Halbwertsbreite des Lorentzprofils entspricht der doppelten Dämpfung  $\Gamma = 2\alpha$ . In den durchgeführten Messungen liegen die Spektren in Abhängig von  $f$  statt  $\omega$  vor, daher ist eine Multiplikation mit  $2\pi$  notwendig da gilt:  $\tilde{\Gamma} = \frac{\Gamma}{2\pi}$ . Die Dämpfung ergibt sich dann aus der Fitkurve mit Einheit 1 rad/s [12].

Weitere Erklärungen dazu finden sich auch bei Oschwald und Farago [12] bzw. Oschwald und Knapp [24] und Kathan [17]).

#### 4.2.2 Exponentialfit-Methode

Alternativ kann die Dämpfung bestimmt werden, indem der zeitliche Abfall der Amplitude nach Ende der Anregung im Zeitbereich betrachtet wird. Dieses Verfahren wurde z.B. von Farago und Oschwald verwendet [12] und

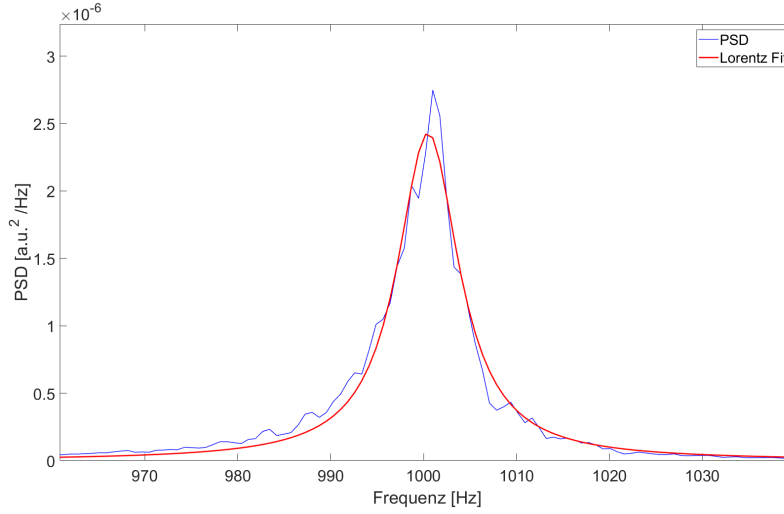


Abbildung 12: Beispiel für Lorentzprofil zur Messung der Halbwertsbreite

macht sich die Hilbert-Transformation zunutze [25], es wurde so auch neben Farago und Oschwald z.B. auch von Fiala [13] oder Kathan [17] beschrieben. Hierbei wird die Kammer mit der Eigenfrequenz der zu vermessenden Mode angeregt und die Anregung dann abgeschaltet. Das Abfallen der Amplitude wird aufgezeichnet und die Einhüllende mittels der Hilbert-Transformation berechnet. Die Einhüllende der Druckamplitude wiederum kann durch eine Exponentialfunktion angenähert werden, wie in Gleichung 28 beschrieben, für den Schalldruck gilt dann:

$$P'(t) = P'_0 e^{i(\omega_0 + \alpha)t} \quad (31)$$

Hier kann die Dämpfung  $\alpha$  in rad/s direkt aus der Fitkurve abgelesen werden. Die abfallende Amplitude und die Fitkurve einer 1T-Mode sind in Abbildung 13 zu sehen.

#### 4.2.3 Vergleich der Methoden

Beide Herangehensweise liefern grundsätzlich gute Ergebnisse und wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgreich angewandt.

Ein Vorteil der Halbwertsbreitemessung ist, dass prinzipiell eine Messung ausreicht, um viele verschiedene Moden zu vermessen, auch müssen die Eigenfrequenzen zum Zeitpunkt der Versuchsdurchführung nicht vollständig bekannt sein. Stattdessen können sowohl Eigenfrequenzen als auch Dämpfungswerte direkt aus einer PSD abgelesen bzw. berechnet werden. Zusätzliche Messungen sind nicht unbedingt notwendig, sofern eine ausreichende Anzahl sinnvoller Messpunkte betrachtet wird. Das Lorentzprofil-Verfahren

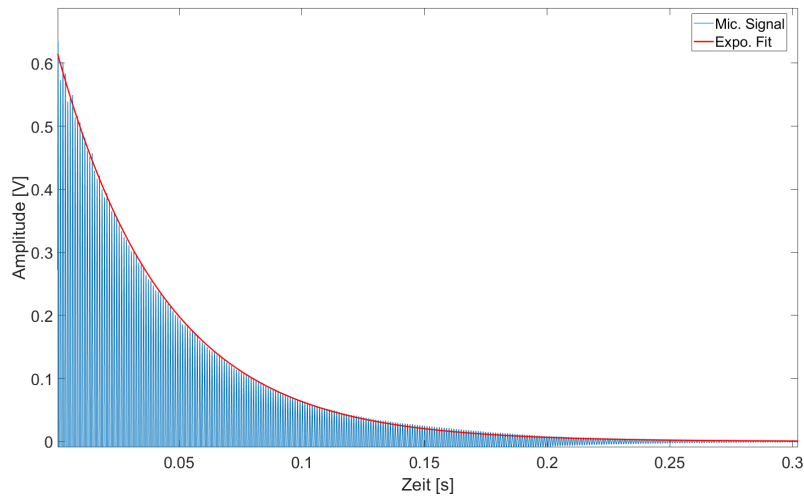


Abbildung 13: Beispiel eines Exponentialkurven-Fit zur Bestimmung der Dämpfung

spielt seine Stärken also aus, wenn die betrachtete Brennkammer eine eher einfache Geometrie aufweist und Zeit eine kritische Rolle spielt. Nachteilig ist, dass die Methode bei sehr breiten oder sich überlagernden Peaks keine zuverlässigen Ergebnisse mehr liefert. Auch bei stark unsymmetrischen Peaks kann das Verfahren an seine Grenzen geraten.

Das Exponentialfit-Verfahren bietet den Vorteil, dass die Exponentialkurve grundsätzlich sehr gut passende Fits liefert, denn die zugrundeliegende Mathematik ist sehr einfach, außerdem können einzelne Moden akustisch isoliert betrachtet werden und Überlagerungen sind ausgeschlossen. Nachteilig ist, dass die Methode zusätzliche Messungen benötigt, außerdem muss die Frequenz der anzuregenden Mode gut bekannt sein, es sind also zusätzliche Arbeitsschritte nötig. Der zusätzlich anfallende Zeit- und Arbeitsaufwand ist allerdings dennoch gering.

In den folgenden Kapiteln werden beide Verfahren genutzt, allerdings ist das Lorentzprofil-Verfahren auch die am Prüfstand für Heißgas-Versuche angewandte Methode. Daher wurde, wegen besserer Vergleichbarkeit, diese Herangehensweise primär genutzt.

Der gesamte Analyseprozess mit allen Teilschritten ist in Abbildung 14 schließlich kompakt zusammengefasst.

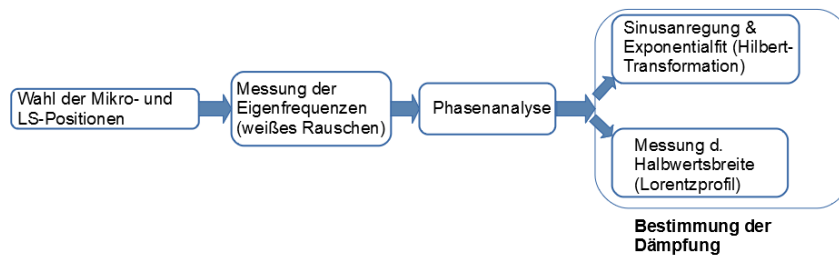


Abbildung 14: Ablauf des Messverfahrens mit Teilschritten

## 5 Ergebnisse

### 5.1 Forschungsbrennkammer CRC

Die CRC wurde vermessen, um Vergleiche mit bekannten Daten herzustellen und das angewandte Verfahren zu verifizieren. Außerdem sollten grundsätzliche Erfahrungen mit dem Verhalten von Gegenmaßnahmen, wie Baffles bei Labortests gemacht werden.

#### 5.1.1 Testobjekt

Die CRC ist eine Forschungsbrennkammer, die für die Untersuchung tangentialer und radialer Eigenmoden gebaut wurde. Sie hat daher für eine Brennkammer sehr ungewöhnliche Abmessungen mit einem Durchmesser von 200mm bei einer Länge von nur 40mm. Diese Geometrie ist gut in den Abbildungen 15 und 16 zu erkennen. Dadurch lassen sich für T- und R-Moden in etwa typische Eigenfrequenzen echter Triebwerke erreichen, allerdings bei deutlich geringerem Volumen [24].

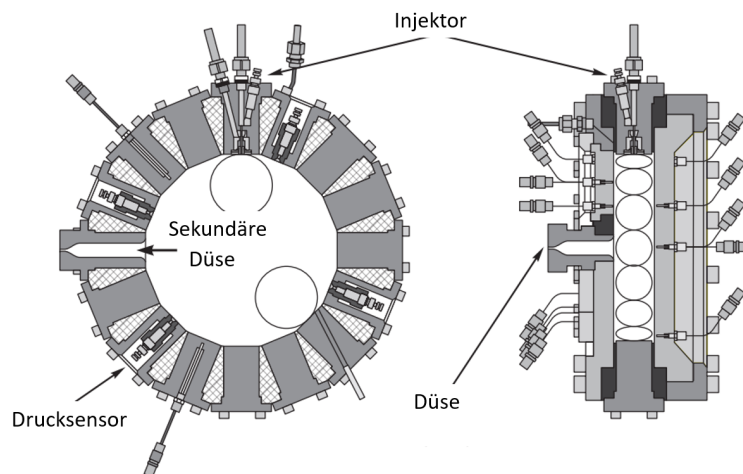


Abbildung 15: Zeichnung der CRC. In der im Labor genutzten Version waren alle zusätzlichen Zugänge wie Düsen oder Injektoren etc. verschlossen. Modifiziert von Oschwald und Knapp [24]

Es werden also im unteren Frequenzbereich T-Moden, R-Moden und Kombinationsmoden erwartet, L-Moden sollten erst im höheren Frequenzbereich auftreten. Da keine Düse im eigentlichen Sinne oder weitere Anbauteile vorhanden sind, kann grundsätzlich von gut mit den analytischen Werten übereinstimmenden Resultaten ausgegangen werden. Der Lautsprecher ist aus der Mitte der Faceplate in Richtung der Außenwände versetzt, T-Moden sollten also gut anreg- und erkennbar sein.

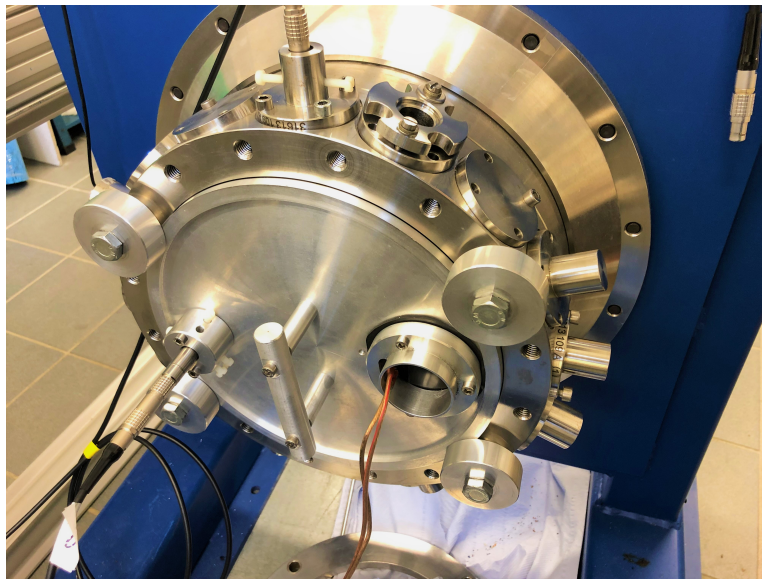


Abbildung 16: Frontansicht der CRC mit eingebauter Messhardware

Sowohl in den Seitenwänden als auch in der Faceplate befinden sich Ports für Messmikrofone. Die Faceplate nimmt auch den Lautsprecher auf. Für dieses Testobjekt wurde der Visaton K50WP verwendet. Dieser liegt in der verwendeten Anordnung immer genau gegenüber des Faceplate-Mikrofons (siehe Abbildung 16). Die restlichen Zugänge in der Seitenwand werden mit Blindstopfen verschlossen. Diese wären bei Heißgas-Versuchen z.B. für Düsen, Einspritzvorrichtungen, Zünder etc. verwendet worden. Die Faceplate ist drehbar, sodass verschiedene Winkel zwischen dem Seitenwand-Mikrofon und Lautsprecher bzw. Faceplate-Mikro realisiert werden können.

Neben der eigentlichen CRC wurde auch ein Mock-Up (ein originalgetreuer Nachbau) der CRC verwendet, zu sehen in Abbildung 17. Dieses weist bei identischem Innenvolumen nur Mikrofon- und Lautsprecherports, aber sonst keine weiteren Zugänge auf. Es wird ein vergleichbares, fast identisches Spektrum im Vergleich zur originalen CRC erwartet. Prinzipiell sind niedrigere Dämpfungen anzunehmen, da die glatteren Wände weniger Möglichkeiten zur Energieabgabe durch Wirbelbildung bieten im Vergleich zu kleinen Stufen und Kanten die an den Rändern der Blindstopfen der eigentlichen CRC auftreten.

Um den Einfluss eines Baffles für zukünftige Versuche besser abschätzen zu können wurde für die CRC ein improvisiertes Baffle mit drei Wänden angefertigt. Dieses ist in Abbildung 18 in der CRC verbaut zu sehen. Die Flügel des Baffles weisen eine Länge von ca. 12mm auf, die Kammer selbst

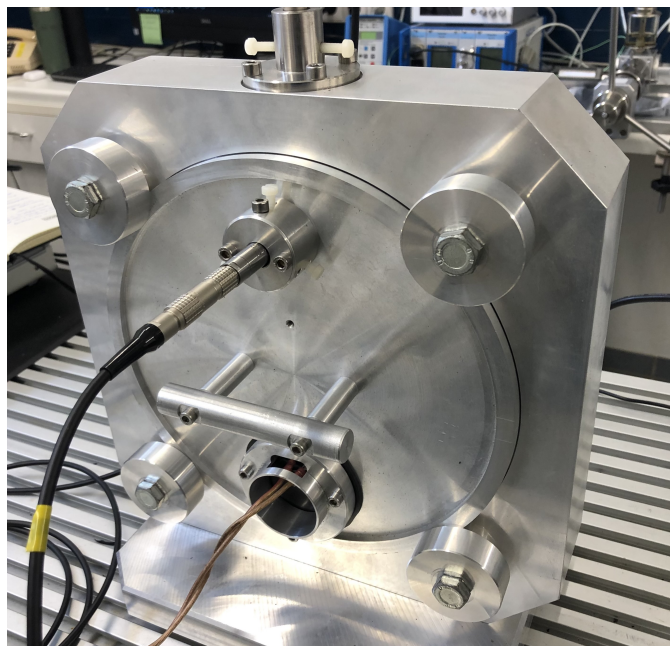


Abbildung 17: CRC MockUp

hingegen lediglich eine Länge von 40mm. Mit drei Wänden oder Flügeln wird ein großer Einfluss auf die 1T und 2T Mode erwartet. Beide sollten in ihren Oszillationsrichtungen stark durch das Baffle behindert werden. Eine 3T Mode hingegen kann innerhalb des Baffles existieren, ab der 3T aufwärts sollten die Einflüsse also zurückgehen und die Unterschiede zwischen einfacher und mit Baffle gedämpfter CRC weniger signifikant ausfallen.

### 5.1.2 Resultate: Forschungsbrennkammer CRC

Zunächst werden die Spektren der CRC aus den Versuchen in dieser Arbeit mit den alten Ergebnissen von Farago und Oschwald [11] betrachtet (siehe Abb. 19). Sind diese vergleichbar, liefert das neu implementierte Verfahren akkurate Werte für Eigenfrequenzen, die Anregungs- sowie Auswerteverfahren sind also verifiziert und bereit für weitere Analysen.

Wie in den beiden Spektren (Abb. 20 und Abb. 19) zu sehen, treten die wichtigen, charakteristischen Eigenfrequenzen in beiden Messungen sehr deutlich auf. Wie zu erwarten sind insbesondere die niedrigen T- und R-Moden präsent. Auch höhere Moden wären gut zu sehen, allerdings treten hier auch Kombinationsmoden hervor, die das höhere Spektrum stärker beeinflussen. Dadurch sind einzelne Moden schwerer zu erkennen. Abweichungen in der Peakhöhe sind auf Unterschiede in der Anregungslautstärke, Messhardwaretyp und -zustand, Mikrofonempfindlichkeit, Eigenheiten des Verstärkers



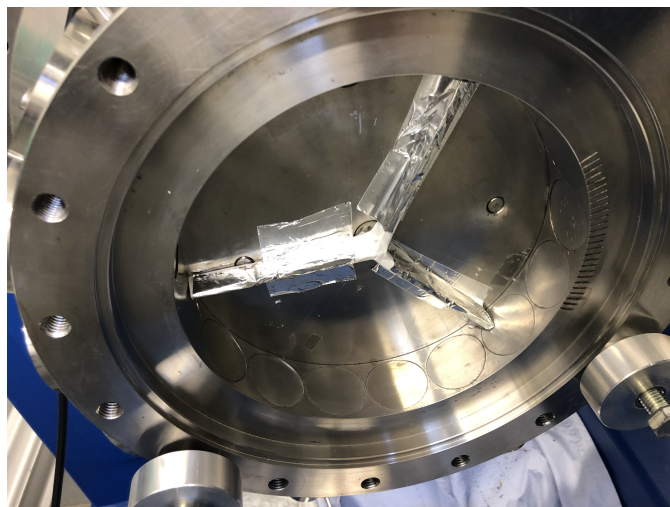


Abbildung 18: Innenvolumen der CRC mit Baffle

und AD-Wandlers zurückzuführen. Allerdings ist die absolute Amplitude für diese Messungen nicht relevant. Die Lautstärke der Anregung muss lediglich hoch genug sein, um ein ausreichendes Signal zu Rausch Verhältnis (Signal to Noise Ratio, SNR) zu garantieren und die immer auftretenden Hintergrundgeräusche der Laborumgebung (Lüfter etc.) zu überdecken und andererseits niedrig genug um nichtlineare Effekte sowie auch Verzerrungen im Messaufbau zu vermeiden. Beides ist hier gegeben.

Im nächsten Schritt wurden Dämpfungsraten berechnet. Hier wurde, wegen ihrer großen Bedeutung, vor allem die Dämpfung der 1T-Mode mit den alten Ergebnissen verglichen. Außerdem wurde an dieser Stelle auch ein Vergleich mit Dämpfungswerten des MockUp sowie der durch ein Baffle gedämpften Variante durchgeführt. Es wurden Werte für die ersten vier T-Moden sowie die erste R-Mode gemessen. Diese geben einen guten Einblick in die wichtigsten und in der Praxis gefährlichsten reinen Moden und decken einen großen Teil des Spektrums ab. Ein Vergleich der Absolutwerte ist in Abb. 21 zu sehen.

Es wurden Messungen in vier verschiedenen Mikrofon/Faceplate Konfigurationen durchgeführt und jeweils Dämpfungen per Lorentzprofil für alle betrachteten Moden berechnet. Die einzelnen Werte schwanken teils stark, um bis zu ca. 40-50%. Allerdings sind diese Mittelwerte durchaus als sinnvoll zu betrachten, da auch die Ergebnisse von Oschwald und Farago eine gewisse Schwankung aufweisen und dort z.B. für die 1T Mode in ähnlicher Konfiguration sechs Werte zwischen 19.3 - 43.4 rad/s mit einem Mittelwert von 29.6 rad/s gemessen wurden. In Anbetracht der Schwankungen kann hier der in dieser Arbeit gemessene Wert von 24.4 rad/s für die 1T Mode als



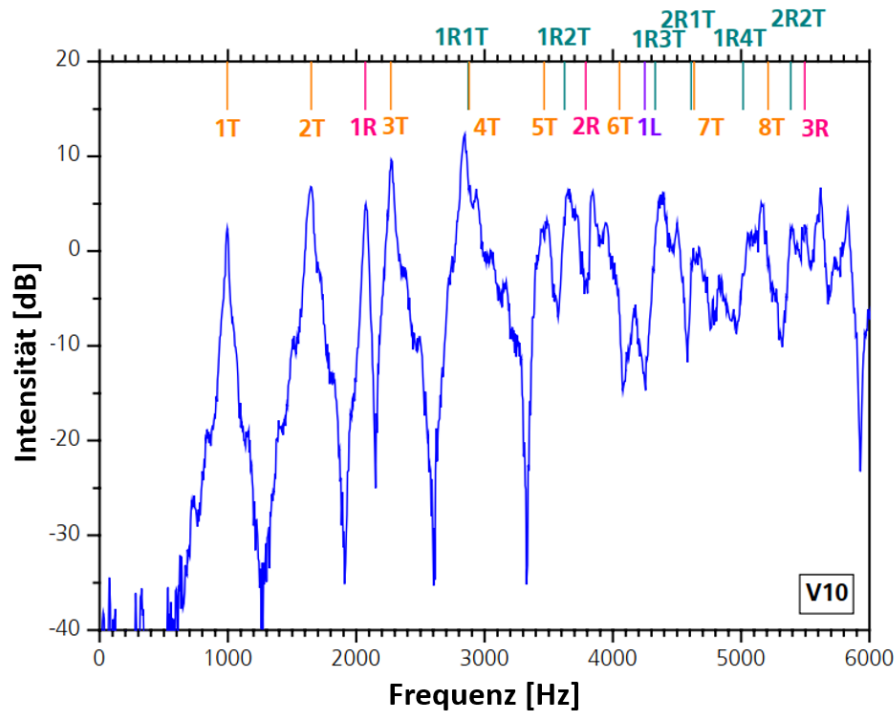


Abbildung 19: Spektrum der CRC modifiziert von Farago und Oschwald [12]

Beweis für die korrekte Funktionsweise des angewandten Verfahrens gewertet werden.

Als nächstes werden die Messergebnisse des Mockups betrachtet. Die Werte liegen durchweg im Bereich der originalen Brennkammer und sind z.T. etwas geringer. Dies ist auf das einfachere, weniger stark dämpfende aber sonst identische Innenvolumen zurückzuführen. Allerdings sind die Unterschiede in der tatsächlichen Dämpfung als kleiner anzunehmen als die typischen Schwankungen in den Resultaten des Lorentzprofils. Diese lassen sich vor allem mit Fit-Ungenauigkeiten bzw. Schwankungen erklären.

Im Gegensatz dazu weichen die Werte für die CRC mit Baffle stark ab, insbesondere für 1T-, 2T- und 1R-Moden. Im Fall der tangentialen Moden lässt sich das durch die dämpfungserhöhende Wirkung des Baffles erklären. Dies wird klar, wenn man die Form des Baffles wie in Abb. 18 zu sehen und die Form der ersten drei T-Moden betrachtet. Diese sind in Abb. 22 zu sehen.

Die Oszillation einer 1T- und 2T-Mode wird durch das Baffle stark gestört, für eine 3T-Mode allerdings können jeweils zwei gegenüberliegende Druckbäuche und eine Knotenlinie in den Baffle-Zwischenräumen existieren, sodass dieses keine Auswirkungen auf die Dämpfung der 3T-Mode mehr hat. Eine um ca. Faktor zwei erhöhte Dämpfung der niedrigsten beiden T-Moden, wie in den Ergebnissen zu beobachten, ist also im Einklang mit

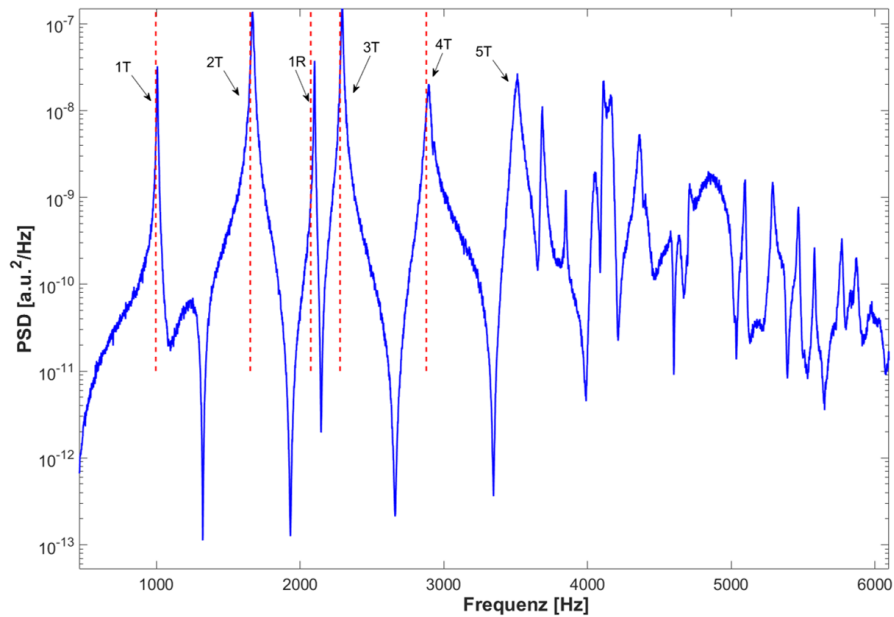


Abbildung 20: Spektrum der CRC aus aktueller Messung mit einigen analyt. Frequenzen zum Vergleich

dem erwarteten Dämpfungsverhalten eines dreiwandigen Baffles und zeigt auch im Laborversuch, dass Baffles eine valide Methode zur Bekämpfung der gefährlichsten Eigenmoden sein können.

Die stark erhöhte Dämpfung der 1R-Mode in der Baffle-Konfiguration lässt sich erklären, durch die ungleichmäßige, raue Oberfläche der Baffle-Wände, die ebenfalls eine zwischen Mittelpunkt und Außenwand der Kammer verlaufende Oszillation dämpfen.

Schlussendlich lässt sich nach der Vermessung der CRC sagen, dass das Verfahren in diesem Zusammenhang gute Ergebnisse liefert. Es können Dämpfungswerte für verschiedene Moden berechnet werden, diese und die gemessenen Eigenfrequenzen sind in gutem Einklang mit der Theorie und vorangegangenen Untersuchungen. Auch lässt sich der Einfluss diverser Modifikationen der Brennkammergeometrie, wie das Baffle, gut in den Messwerten erkennen. Damit scheint das Verfahren auch vielversprechend um diverse Kammern und Gegenmaßnahmen prinzipiell zu evaluieren.

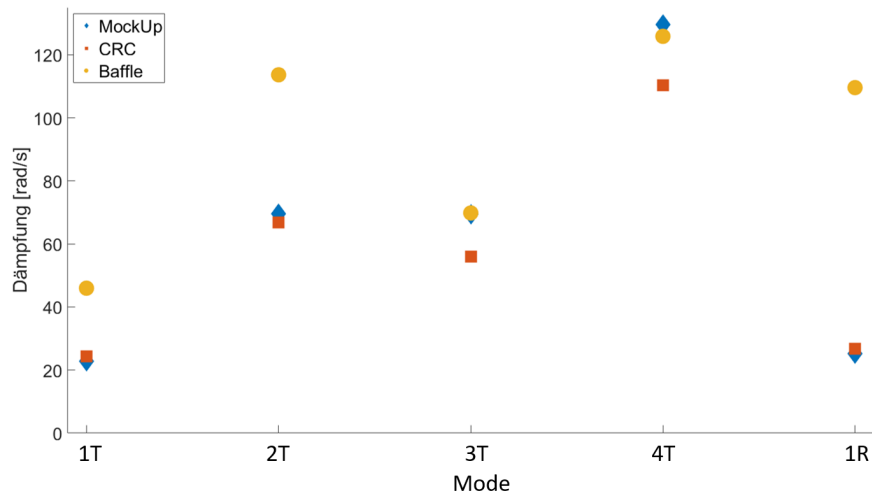


Abbildung 21: gemittelte Dämpfung der CRC in verschiedenen Konfigurationen

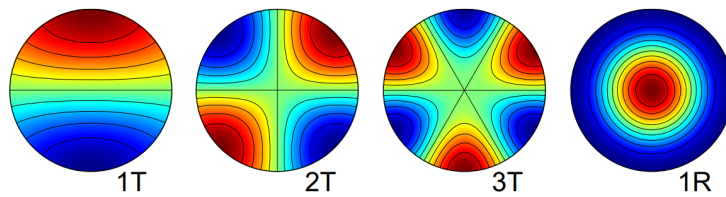


Abbildung 22: Druckverteilung einiger T- und R-Moden nach Gröning [14]

## 5.2 Forschungsbrennkammer BKC

In den bisherigen Resultaten war zu erkennen, dass mit dem angewandten Messverfahren sowohl Dämpfungsraten, als auch Eigenfrequenzen unter Laborbedingungen zuverlässig bestimmt werden können. Allerdings wird ein Messverfahren erst wirklich hilfreich, wenn die Ergebnisse auf Heißgasversuche an den Prüfständen übertragen werden können, denn bisher bilden nur diese die Vorgänge in einer laufenden Brennkammer wirklich ab. Um mehr Informationen über die zukünftig angestrebte Übertragbarkeit sammeln zu können, wurde nach der CRC die *Forschungsbrennkammer C* bzw. *BKC* untersucht.

### 5.2.1 Testobjekt

Die BKC ist eine Forschungsbrennkammer in Segmentbauweise, diese erlaubt, dass verschiedene Konfigurationen für verschiedene Testkampagnen realisiert werden können. Die Kammer wird am DLR Institut für Raum-

fahrtantriebe für Heißgasversuche zu Forschungsthemen wie z.B. dem Mischungsverhalten verschiedener Treibstoffe und allgemein zur Untersuchung der Verbrennungsdynamik eingesetzt [16]. Verbrannt wird dabei ein Wasserstoff/Sauerstoffgemisch. Die Kammer ist von der Einspritzplatte bis zum Düsenhals 345mm lang, hat einen Durchmesser von 50mm und, als besondere Eigenschaft, mehrere optische Zugänge in der Nähe der Einspritzplatte. Die Dimensionen der Kammer begünstigen die Bildung von longitudinalen Moden im niedrigeren Frequenzbereich. Erst im höheren Frequenzbereich treten auch T- oder R-Moden auf (siehe Tabelle 2).

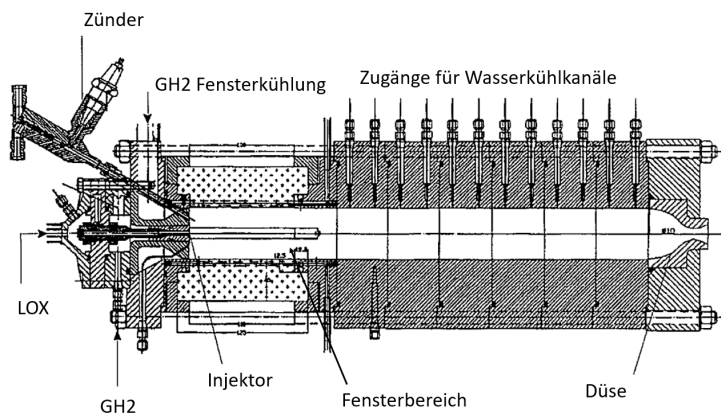


Abbildung 23: BKC in ähnlicher Konfiguration. In der in dieser Arbeit verwendeten Konfiguration war der Zünder an anderer Stelle montiert und weniger Segmente vor der Düse verbaut. Modifiziert von Ivancic [16]

Die optischen Zugänge sind im Heißgasbetrieb als Fenster aus Quarzglas realisiert, sie können ebenfalls, je nach Versuchsaufbau und Anforderungen, durch Dummy-Fenster mit Sensoraufnahmen ersetzt werden. Im Gegensatz zu der im vorherigen Abschnitt verwendeten CRC-Konfiguration weist die BKC einige weitere, am Prüfstand notwendige Anbauteile auf. Beispielsweise ist hier ein Fackelzünder zu nennen. Dieser ist als von der Kammer abzweigendes Rohr mit einem Volumen am Ende ausgeführt. Dort wird ein Treibstoffgemisch mit Zündkerzen gezündet und die Flamme im Rohr zündet dann die eigentliche Verbrennung in der Kammer. Zudem war auch während der akustischen Messungen ein Injektor montiert. Zusätzlich verfügt die Kammer auch über diverse Kühlvorrichtungen für die Seitenwände und besonders auch für die Fenster. Als letzte zu nennende Besonderheit sind nicht alle Sensoren bündig angebracht. Ein einzelner Drucksensor ist in einer vom Innenvolumen abzweigender Bohrung verbaut (siehe Abb. 25).

Aufgrund der im Vergleich zum Durchmesser großen Länge ist mit dem Auftreten von L-Moden zu rechnen, T- und R-Moden wie sie bei der CRC beobachtet wurden sind erst im höheren Frequenzbereich zu erwarten. Hoch-

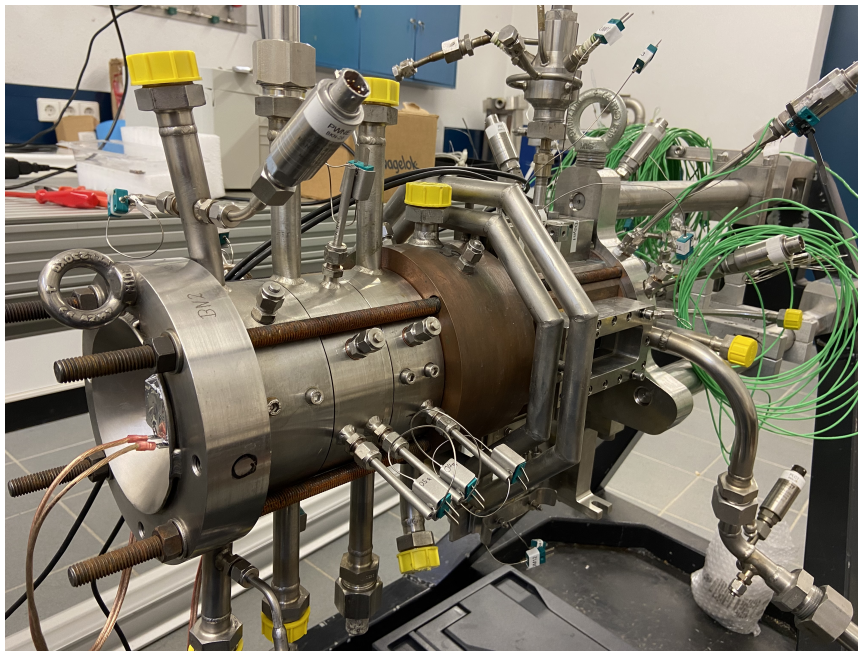


Abbildung 24: Außenansicht der BKC im Labor, gut zu sehen sind Sensoren, zusätzliche Anbauten wie der Fackelzylinder im kupfernen Segment und darunter die Fensteraufnahme

frequente Moden sind erfahrungsgemäß weniger signifikant ausgeprägt. In den Versuchen werden darum vor allem longitudinale Moden untersucht.

### 5.2.2 Versuchsdurchführung

Da BKC eine aktuell für Heißgastests verwendete Brennkammer ist, können nicht an beliebigen, idealen Positionen Mikrofone oder Lautsprecher verbaut werden. Die Kammer darf nicht beschädigt oder mit permanenten Modifikationen versehen werden. Außerdem sind die Dimensionen der verwendeten Messmikrofone nicht mit denen der restlichen, am Prüfstand genutzten Sensoren vergleichbar. Es musste also eine Lösung gefunden werden die Mikrofone und Lautsprecher in der Brennkammer unterzubringen. Ideal wäre, wie vorher beschrieben, eine möglichst verteilte Positionierung. Da hier vor allem L-Moden untersucht werden sollen, wären Messmikrofone entlang der axialen Richtung verteilt wünschenswert. Dies ist aus o.g. Gründen aber schlecht möglich. Es wurde also eine alternative Herangehensweise gewählt. Ein Dummy-Fenster wurde konstruiert, das zu den Messmikrofonen passende Bohrungen aufweist. Dieses wurde im 3D-Druckverfahren hergestellt und dann anstelle des Glasfensters eingebaut. Hier können zwei bis maximal drei Mikrofone an verschiedenen Positionen eingebaut werden. Nicht genutzte Mikrofonports können mit Blindstopfen bündig abgeschlossen werden (siehe

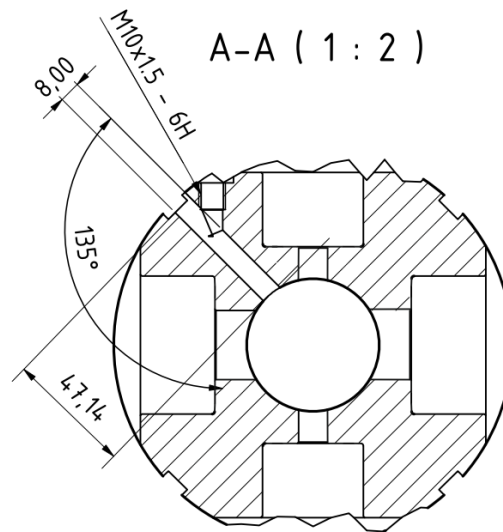


Abbildung 25: Von der Brennkammer abzweigende Sensorbohrung

Abb. 26). Zusätzlich wurde ein Trichter konstruiert und gedruckt, dieser kann an einem Ende einen kleinen Lautsprecher vom Typ Visaton CP13 aufnehmen. Das andere Ende des Trichters entspricht den Dimensionen der Messmikrofone, sodass auch durch das Dummy-Fenster angeregt werden kann. Als zusätzliche Anregungsquelle kann ein weiterer Lautsprecher in der Düsenposition hinter dem Düsenhals eingebaut werden, dieser stellt damit auch gleichzeitig einen Abschluss der Düse dar. Wurde dieser Lautsprecher nicht genutzt, wird die Düse stattdessen mit einem Metalldeckel schallhart abgeschlossen.

Zunächst wurden allerdings Prüfstanddaten betrachtet. Hierzu wurde ein Testlauf verwendet, bei dem die BKC in der auch im Labor vermessenen Konfiguration am Prüfstand P8 im Einsatz war. Dabei wurden mehrere dynamische Drucksensoren eingesetzt, einige in einem Dummy-Fenster, einer in der Sensorbohrung und weitere waren stromabwärts in Richtung der Düse platziert. Da je nach Temperatur und Gemisch verschiedene Schallgeschwindigkeiten herrschen und auch nur für stabile, möglichst stationäre Betriebspunkte die Dämpfung mittels Messung der Halbwertsbreite bestimmt werden kann wurden zwei Lastpunkte anhand der Versuchsdaten gewählt.

In Abb. 27 sind neben dem Spektrogramm auch der statische Kammerdruck, die Temperatur der Treibstoffe sowie das Mischungsverhältnis (*Ratio Oxidizer to Fuel, ROF*) über die Zeit aufgetragen. Es wurden hier Wasserstoff (Brennstoff) und Sauerstoff (Oxidator) verbrannt, in beiden Gasen herrschen verschiedene, temperaturabhängige Schallgeschwindigkeiten und die Verbren-

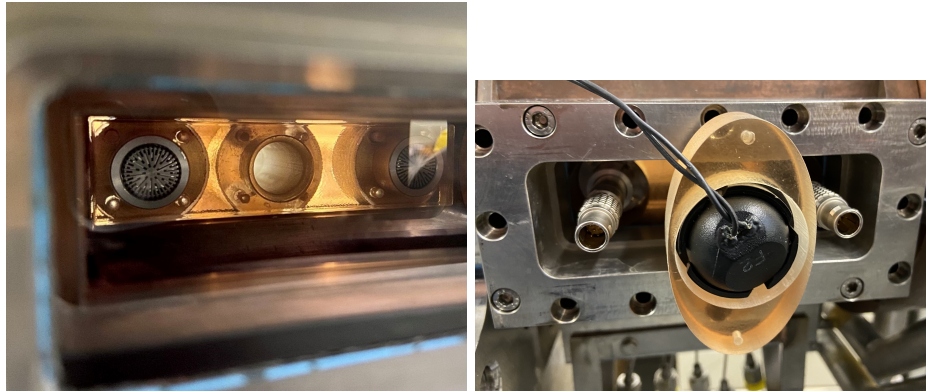


Abbildung 26: Detailansichten von Dummy-Fenster und Trichter mit Mikrofonen

nungstemperatur selbst ist ebenfalls vom Mischungsverhältnis abhängig. Die Auswirkungen auf die akustischen Eigenschaften lassen sich direkt in dem Verlauf der charakteristischen Linien im Spektrogramm erkennen. Um stationäre Bedingungen zu garantieren wurden einsekündige Abschnitte gewählt. Hier wurde sich an [31] und [14] orientiert.

Neben den Heißgastests und den Laborversuchen wurde auch ein *Flowcheck* betrachtet. Dabei wird die Brennkammer vor den eigentlichen Heißläufen von einem der Treibstoffe durchströmt, um den ganzen Aufbau auf Dichtigkeit und Stabilität zu prüfen. Da hier die Sensoren bereits mitlaufen, kann die Brennkammerakustik auch für diese Versuche ausgewertet werden. Der Flowcheck entspricht einer Anregung durch das Strömungsgeräusch unter einer Wasserstoffatmosphäre und kann als zusätzliche Quelle für Informationen über das Geschehen in der Brennkammer betrachtet werden.

Zunächst wurden die analytischen Eigenfrequenzen berechnet, es werden wegen der Geometrie der Kammer allerdings überwiegend L-Moden betrachtet. Hier wurde nach [2], [8] und [20] die Brennkammer als Zylinder mit zwei geschlossenen Enden angenähert und das Konzept der *effektiven Kammerlänge*  $L_{eff}$  genutzt. Dabei wird mit einer modifizierten Brennkammerlänge gerechnet, um Einflüsse des konvergierenden Düsentails miteinzubeziehen. Dabei nimmt man die Länge zwischen Faceplate und Düsenhals und zieht davon  $1/3$  der konvergierenden Düsenlänge ab. Es ergibt sich dann für BKC mit einer Länge von 345mm zwischen Faceplate und Düsenhals und 305mm zwischen Faceplate und Düseneintritt (also 40mm für den konvergenten Düsentail) eine effektive Länge von  $L_{eff} = 331.2\text{mm}$ . Die Schallgeschwindigkeiten in der Kammer an verschiedenen Punkten für beide Lastpunkte wurden aus einer bereits für diesen Testlauf durchgeführten Berechnung mittels des *NASA CEA Codes* erhalten.



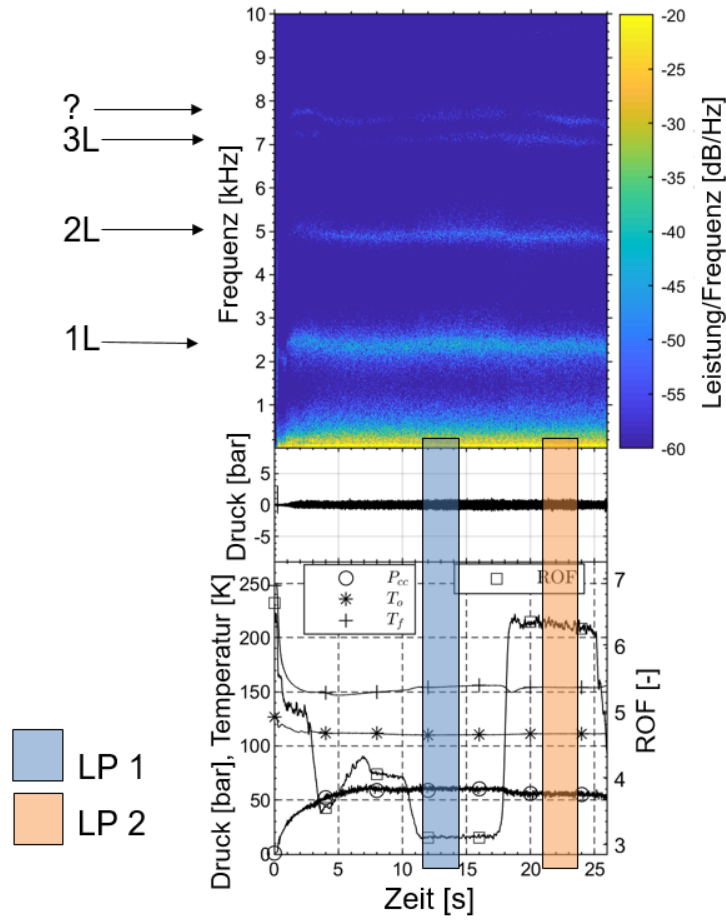


Abbildung 27: Versuchsdaten und Spektrogramm des betrachteten Heißlaufs, betrachtete Lastpunkte eingezeichnet

Nach eingehender Betrachtung der Prüfstanddaten (siehe nächster Abschnitt) wurden dann die Labormessungen mittels der im dafür angefertigten Dummy-Fenster verbauten Messmikrofone durchgeführt.

Für die ersten vier longitudinalen Moden wurden Dämpfungswerte bei Laborbedingungen berechnet und diese direkt mit den Heißgas-Versuchen verglichen. Es wurde dafür, ebenfalls aus Gründen der Übertragbarkeit, sofern möglich das Lorentzprofil-Verfahren angewandt. Teilweise musste aber auf das Exponentialfit-Verfahren ausgewichen werden.

### 5.2.3 Resultate: Forschungsbrennkammer BKC

Für die Eigenfrequenzen von BKC ergaben sich mit den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Berechnungen die in Tabelle 2 zu sehenden Werte.



Tabelle 2: Analytisch berechnete Eigenfrequenzen der BKC für verschiedene Betriebspunkte sowie Laborumgebung

Mode	LP1 [kHz]	LP2 [kHz]	Flowcheck [kHz]	Labor [kHz] (340m/s)
1L	2,739	2,772	1,912	0,513
2L	5,478	5,544	3,825	1,025
3L	8,218	8,316	5,737	1,538
4L	10,957	11,088	7,650	2,050
1T	21,296	21,550	14,868	3,985
1R	44,326	44,856	30,948	8,294

Direkt aus dem Spektrogramm in Abb. 27 lassen sich bereits neben dem niederfrequenten Rauschen die ersten Eigenmoden erkennen, man sieht z.B. bei ca. 2.5kHz die 1L-Eigenmode. Darüber liegt bei ca. 5.1kHz die 2L-Eigenmode. Interessant wird es dann im höheren Bereich, um 8kHz wo die 3L Mode auftreten sollte sind zwei Linien relativ deutlich zu erkennen, nur eine davon lässt sich als 3L-Mode erklären (siehe Tabelle der Eigenfrequenzen, Tabelle 2).

Zur genaueren Untersuchung werden im nächsten Schritt die Spektren für die einzelnen Betriebszustände betrachtet:

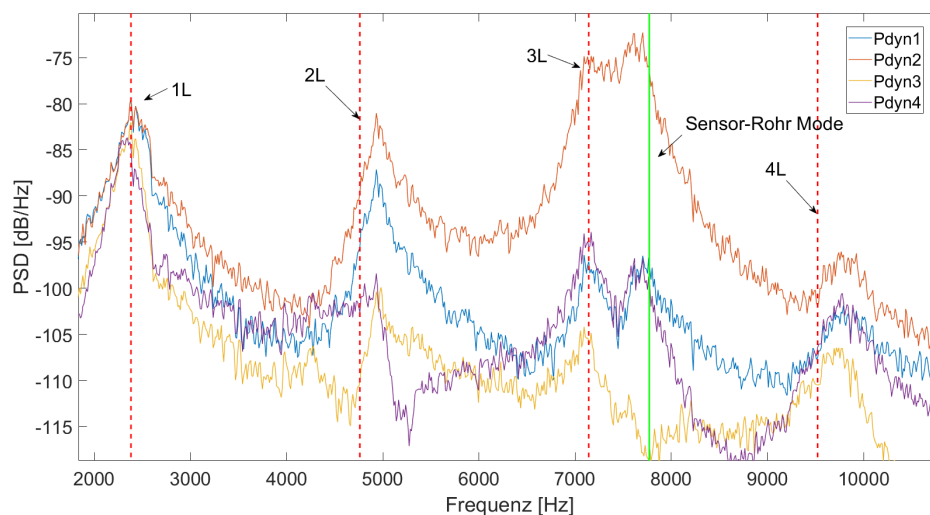


Abbildung 28: Spektrum von Lastpunkt 1: in rot die analyt. Werte der Eigenmoden

In allen Plots sind die Spektren von vier verschiedenen Sensoren aufgetragen, dabei ist *Pdyn1* der Faceplate am nächsten gelegen, *Pdyn2* bezeichnet den

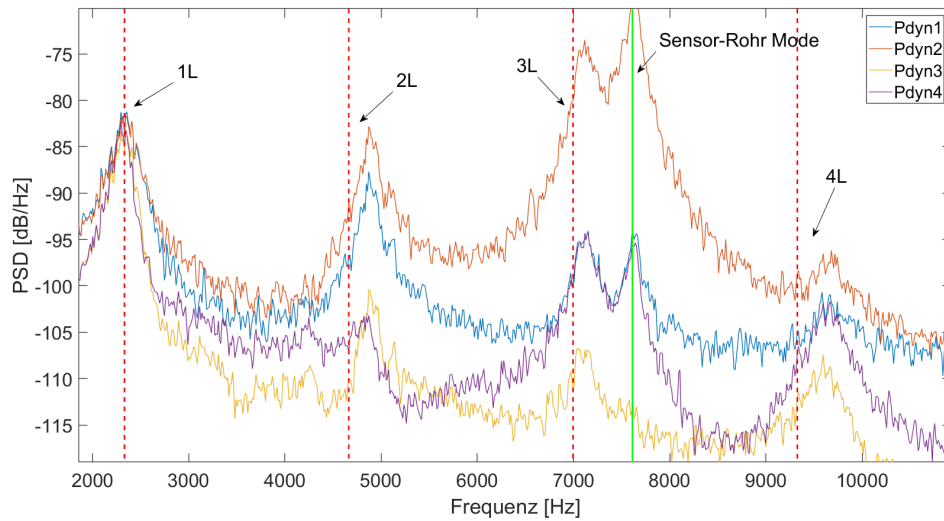


Abbildung 29: Spektrum von Lastpunkt 2: in rot die analyt. Werte der Eigenmoden

in dem abzweigenden Rohr zurückversetzten Sensor (siehe Skizze Abb. 25). Die restlichen Sensoren sind in aufsteigender Reihenfolge stromab montiert. Dabei liegen sich *Pdyn1* und *Pdyn2* gegenüber. *Pdyn1*, sowie die Sensoren *Pdyn3* und *Pdyn4*, sind im Dummy-Fenster montiert, der fünfte Sensor ein Stück hinter dem Fenster. Als rote vertikale Linien sind die analytischen Werte der ersten vier Eigenmoden nach Tabelle 2 eingetragen. Hierbei ist zu beachten, dass die Brennkammer nicht vollständig zylinderförmig ist, die zusätzlichen Elemente wie Zünder etc. beeinflussen die realen Eigenfrequenzen ebenfalls.

Wie zu sehen, sind die ersten beiden L-Moden in den eigentlichen Heißgastests (Abb. 28 und Abb. 29) sehr präsent. Die zweite Linie um die 3L-Mode herum, die auch im Spektrogramm zu sehen war, tritt in allen Fällen auf. Dieser Peak lässt sich also bereits auch durch die Anregung mit strömenden Gasen beim Flowcheck (Abb. 30) anregen, während die ersten beiden L-Moden davon kaum angeregt werden. Die 3L Mode ist in allen Spektren sichtbar aber mit dem zweiten, noch unbekannten Peak überlagert. Die 4L wiederum ist nur wenig präsent für alle Betriebszustände. Wegen des deutlich stärkeren Auftretens der beiden Peaks um die 3L herum im zweiten Sensor (*Pdyn2*) - der in einer abzweigenden Bohrung verbaut ist - spricht einiges dafür, dass diese Sensorbohrung den zweiten Peak stark beeinflusst bzw. auslöst - z.B. durch hydrodynamische Strömungseffekte oder als schwingende Gassäule in der Bohrung. Dies lässt sich feststellen durch einen Vergleich mit analytisch berechneten Frequenzen für beide Fälle, sowie durch die folgenden Labortests denn durch das ruhende Medium, welches lediglich mit einem Lautsprecher

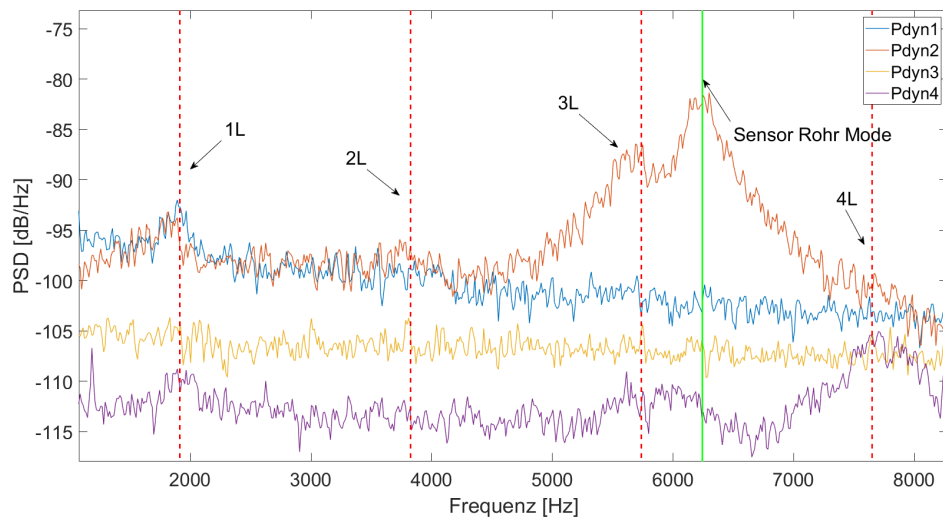


Abbildung 30: Spektrum vom Flowcheck: in rot die analyt. Werte der Eigenmoden

angeregt wird treten keine Strömungseffekte auf.

Als nächstes folgen die Labormessungen. Für die in Abb. 31 gezeigten Spektren wurden meist die Mikrofone im Dummy-Fenster verwendet, während bei einem Versuch mit einem Mikrofon im Düsenhals gemessen wurde. Da sich die Spektren wegen der dicht beieinander liegenden Mikrofone für die Messungen im Fenster nur wenig unterschieden, wurde, zur besseren Übersichtlichkeit, ein Mittelwert ihrer Signale gebildet. Bei den Messungen mit Mikrofon in der Düse, sowie die Versuche mit schallhart abgeschlossener, gut reflektierender Düse wurde über einen Trichter angeregt. Während der dritten Messung wurde ein in der Düse platzierter Lautsprecher genutzt.

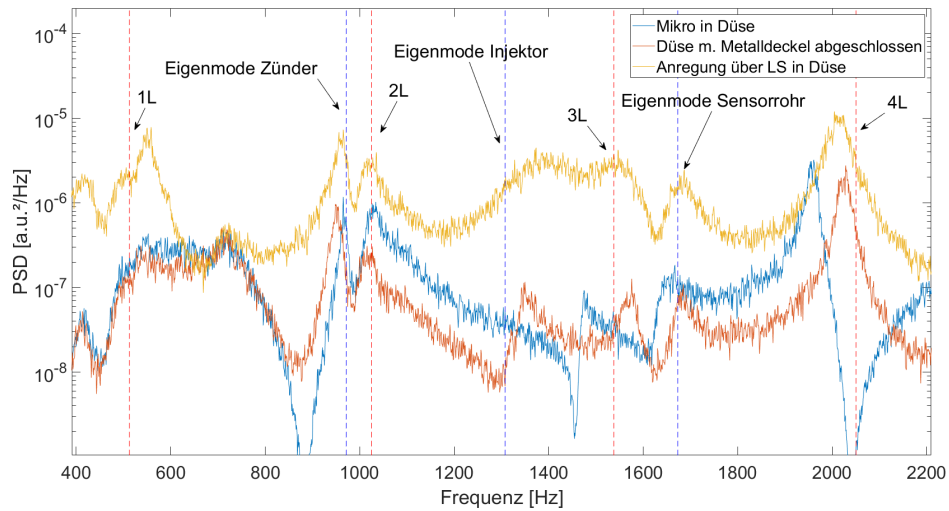


Abbildung 31: Spektren div. BKC-Konfigurationen unter Laborbedingungen

Wie gut zu sehen ist, gelang die Anregung der 1L-Mode nur mit dem Lautsprecher in der Düse (gelbe Kurve) einigermaßen. Im Bereich der 2L-Mode treten hier weitere Peaks auf, diese sind in allen Messungen vorhanden, aber nicht in den Prüfstanddaten. Die 3L-Mode ist hingegen schlecht sichtbar, auch wenn sich in diesem Bereich für alle Konfigurationen ein weiterer Peak erahnen lässt (ähnlich wie bei den Heißgas-Versuchen). Dieser ist bei Anregung aus der Düse (gelb) nur schwach erkennbar. Wird die Düse schallhart abgeschlossen (rote Kurve) ist dieser Peak besser zu sehen. Auch für eine Messung aus der Düse (blau) lassen sich Peaks in diesem Frequenzbereich erkennen.

Unterschiede an dieser Stelle sind auf mehrere mögliche Gründe zurückzuführen. Neben der Anregung (der Lautsprecher im Fenster regt wie zu sehen die ersten longitudinalen Moden generell schwächer an) spielt auch der Einfluss des Mikrofons in der Düse und dessen Einwirkung auf die Reflexionseigenschaften und damit auch auf die Bildung von L-Moden eine Rolle. Zudem ist dieses Mikrofon räumlich weiter von der Sensorbohrung entfernt als die Mikrofone im Dummy-Fenster und wird auch darum möglicherweise anders von diesem beeinflusst. Die 4L-Mode hingegen ist deutlich sichtbar, anders als in den Heißgas-Versuchen.

Da auch hier, bei Messungen unter Laborbedingungen, der zweite Peak neben der 3L-Mode erkennbar war, sofern in diesem Bereich angeregt wurde, ist dieser sehr unwahrscheinlich durch Strömungseffekte beeinflusst. Berechnet man allerdings die erste longitudinale Eigenfrequenz für die Bohrung des zurückversetzten Sensors (siehe Abb. 25) nach Gleichung 25, so ergeben sich Werte die, mit der jeweiligen Schallgeschwindigkeit, sehr gut zu den Peaks passen - sowohl für die Laborumgebung als auch die Prüfstanddaten. Diese

Werte wurden in die Spektren als vertikale Linien eingetragen und stimmen auch hier mit den Peaks überein.

Diese Vorgehensweise wurde dann weiterverfolgt um weitere, nicht durch Eigenfrequenzen erklärable Peaks zu identifizieren. Oft konnte zwar aufgrund der Phasenlage und der analytisch berechneten Werte abgeschätzt werden, welche Peaks durch Eigenmoden verursacht wurden, aber um das Messverfahren sicher anwenden zu können sollten zusätzlich auftretende Phänomene erklärt werden. Die angebauten, abzweigenden Volumina wurden also vermessen und deren Einfluss auf die akustischen Vorgänge abgeschätzt. Analog zu der Sensorbohrung korrespondiert der Peak unterhalb der 2L-Mode mit der Eigenfrequenz des Zünders. Das abzweigende Rohr hat eine Länge von ca. 175mm. Nach Gleichung 25 entspricht dies einer fundamentalen longitudinalen Eigenfrequenz von ca. 971Hz. Dies passt gut zu dem im Laborspektrum auftretenden Peak. Gleiches gilt für den Injektor, der eine Länge von 130mm hat und dessen ausfüllende Luftsäule daher mit ca. 1307Hz schwingen würde. Auch hier treten Abweichungen zwischen realen und berechneten Werten auf. Diese lassen sich vor allem durch als vereinfacht angenommene Geometrien sowie Abweichungen in der Schallgeschwindigkeit erklären.

Dass nur im Labortest weitere zusätzliche Peaks auftreten, die bei den Prüfstandversuchen fehlen, lässt sich mit der Tatsache begründen, dass die Brennkammer sowie alle abzweigenden Bauteile im Labor mit einem homogenen Medium (Luft) gefüllt sind. Überall herrschen vergleichbare akustische Bedingungen. Am Prüfstand hingegen ist die Brennkammer mit heißen Verbrennungsgasen gefüllt. Der Injektor und seine unmittelbare Umgebung beispielsweise sind hingegen deutlich kühler, da beide Treibstoffe stark gekühlt und z.T. flüssig eingespritzt werden. Damit sind die dort herrschenden akustischen Bedingungen und vor allem die akustische Impedanz so verschieden, dass der Injektor nicht als angehängtes Volumen sondern, wegen des Impedanzsprungs, eher als abgeschlossen betrachtet werden kann. Ähnliches gilt für den Zünder, der nachdem die eigentliche Verbrennung anläuft, wieder abgeschaltet und gespült wird. Die Sensorbohrung ist hingegen mit dem gleichen Gasgemisch gefüllt wie die Brennkammer, lediglich die Temperaturen unterscheiden sich leicht. Es findet also keine Reflexion am Übergang statt, sondern die Gassäule wird angeregt. Dies führt zu den gut sichtbaren Peaks auch bei den Prüfstandtests bzw. beim Flowcheck.

Die Frequenzanalyse kann also zu einem besseren Verständnis der akustischen Vorgänge in der Brennkammer beitragen. So konnte beispielsweise die Doppellinie nahe der 3L-Eigenmode erklärt werden.

Allerdings liefert nicht nur die Betrachtung der Frequenz wichtige Informationen, auch und vor allem die Dämpfungen der Moden ist ein wichtiger Faktor zum Verständnis der akustischen Vorgänge. Für die Prüfstanddaten

ergaben sich die in Abb. 32 dargestellten Dämpfungswerte. Wobei hier die

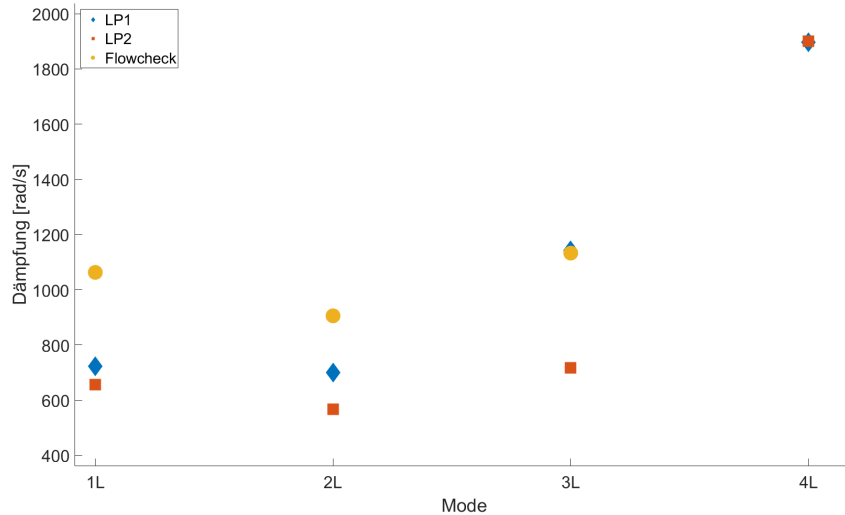


Abbildung 32: Dämpfungswerte für die Heißgasversuche und den Flowcheck

Flowcheck-Peaks schwierig durch Lorentzprofile anzunähern waren, weswegen für die 4L-Mode nur Werte aus den Messungen aus den Datensätzen der beiden Lastpunkte LP1 und LP2 vorliegen. Man sieht, dass alle Dämpfungswerte deutlich höhere Absolutwerte annehmen, als es bei den bisher in dieser Arbeit besprochenen (Labor-)Werten der Fall war. Dies ist allerdings in gutem Einklang mit der Literatur, die bei Prüfstandversuchen grundsätzlich Dämpfungsdaten in dieser Größenordnung liefert [14]. Auch hier zeigt sich eine Zunahme der Dämpfung mit steigender Frequenz, darauf wird später ausführlicher eingegangen aber auch dies passt zur Theorie. Grundsätzlich lässt sich aber zeigen, dass der Verlauf der Dämpfungen für alle Betriebszustände vergleichbar ist. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da die Kammergeometrie für alle Fälle gleich ist. In der Praxis kommt allerdings der oben bereits besprochene Aspekt verschiedener Medien und Temperaturen zu tragen, der bei den gemessenen Werten für starke Abweichungen sorgt. Ebenso sind nicht-ideale Peakformen zu beachten, die für Streuungen bei der Ermittlung der Dämpfungswerte sorgen.

Nun ist noch zu prüfen ob sich dieses Verhalten auch unter Laborbedingungen zeigt. Hier entstanden einige Schwierigkeiten mit der Umsetzung der Lorentzprofil-Fits, da sich nicht an alle Peaks eine saubere Lorentzkurve fitten lies. Für die in Abb. 33 gezeigten Dämpfungswerte wurden also die besten Werte aller Versuche verwendet, für mehrere gute Ergebnisse wurde auch hier ein Mittelwert gebildet. Wie man direkt sieht, fallen die Dämpfungswerte für die ersten beiden Moden bei Anwendung der Lorentzprofil-Methode signifikant aus dem bisher beobachteten Muster. Diese sind deutlich stärker gedämpft als sämtliche anderen Moden. Wird dagegen die Exponentialfit-Methode

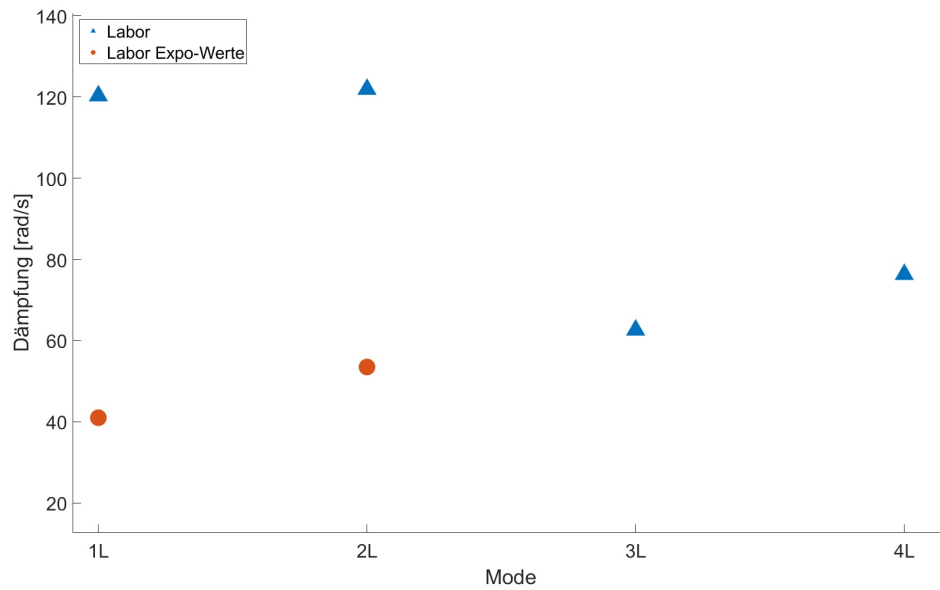


Abbildung 33: Dämpfungswerte der BKC unter Laborbedingungen

angewandt und die Eigenfrequenzen dieser Moden mit einem monofrequenten Sinussignal angeregt, ergeben sich weitaus geringere Werte. Dies lässt sich als Einfluss der Lorentzprofil-Methode auf eher undeutliche Peakformen interpretieren, bei denen diese Methode an ihre Grenzen kommt. Als weitere, mögliche Erklärung kommt eine Überlagerung mit anderen, nicht genau konkretisierbaren Peaks in Frage, die vom breitbandigen weißen Rauschen angeregt werden. Hier kommen beispielsweise Moden höherer Ordnung in Frage, die von relativ großen zusätzlichen Volumina, z.B. von komplexeren Strukturen stammen aber vom monofrequenten Sinussignal nicht angeregt werden. Hier würden Filmkühlvorrichtungen in Frage kommen, was ebenfalls erklärt warum diese im Heißgastest nicht vorkommen. Für die weitere Besprechung der Daten werden darum zunächst die Ergebnisse des Exponentialfits für diese Moden behandelt.

Wie unter dieser Annahme zu sehen ist, steigen die Dämpfungen ebenfalls mit zunehmender Ordnungszahl der Moden an, ebenso wie in den Prüfstanddaten. Die Beträge der Dämpfungswerte sind deutlich niedriger als während der Heißgasversuche aber liegen in einer Größenordnung, die für Labortests durchaus aus der Literatur (z.B. [12]) oder den CRC-Versuchen bekannt ist. Der Anstieg deckt sich ebenfalls mit den Heißgasdaten, wie aus einem Vergleich der normierten Dämpfungswerte in Abb. 34 hervorgeht. Hier wurden alle Reihen der Dämpfungswerte auf die jeweilige 1L-Mode normiert, um trotz der unterschiedlichen Größenordnungen einen Vergleich ziehen zu können.

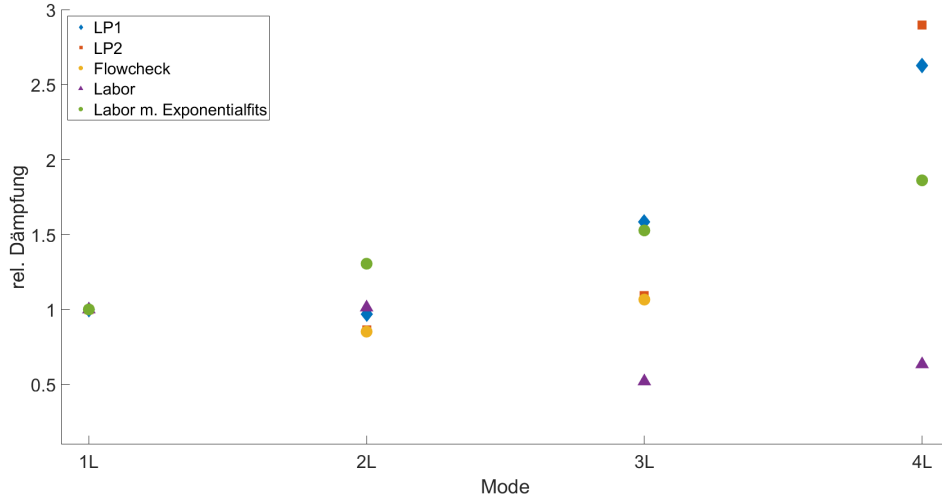


Abbildung 34: Normierte Dämpfungswerte der BKC für alle Testreihen

In diesem Fall ist zu beachten, dass die Laborwerte, die lediglich Werte aus den Lorentzfits miteinbeziehen (lila im Plot), von dem typischen Verlauf abweichen und die Dämpfung für die 3L- und 4L-Mode (scheinbar) abnimmt, da hier auf den ungewöhnlich hohen Wert der 1L-Mode den diese Methode liefert normiert wurde (siehe Abb. 33). Es ergibt sich in diesem Fall also ein niedrigerer Relativwert für die höheren Moden. Zusätzlich wurde darum eine weitere Datenreihe aufgetragen (grün in Abb. 34), bei der die sinnvoller erscheinenden Werte für die 1L- und 2L-Mode genutzt wurden, die sich aus den Exponentialfits ergeben (siehe Abb. 33). Ansonsten zeigt sich ein grundsätzlich ähnlicher Verlauf für alle untersuchten Fälle, sowohl für die beiden betrachteten Betriebspunkte bei laufender Brennkammer, als auch für den Flowcheck (für den allerdings nur 3 Moden betrachtet wurden) und auch für den Labortest unter Umgebungsbedingungen.

Die in allen Tests festgestellte ansteigende Dämpfung mit steigender Ordnungszahl und damit Frequenz lässt sich erklären durch eine generell erhöhte Dämpfung bei steigender Frequenz. Diese folgt aus der Beschreibung der Verlustmechanismen einer sich ausbreitenden Welle in einem Fluid. Es treten hauptsächlich thermische und viskositätsbedingte Verluste auf. Dies schlägt sich in der Beschreibung des Absorptionskoeffizienten nieder für den, z.B. nach [19], gilt:

$$\alpha_c = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left( \frac{4}{3}\eta + \frac{(\gamma - 1)\kappa}{c_p} \right) \quad (32)$$

Hierbei ist  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $\rho$  die Dichte des Mediums,  $c$  beschreibt die



Schallgeschwindigkeit,  $c_p$  die Wärmekapazität,  $\kappa$  die thermische Leitfähigkeit,  $\gamma$  ist der Adiabatenexponent und  $\eta$  ist die dynamische Viskosität. Es ist direkt ersichtlich, dass der Absorptionskoeffizient proportional zum Quadrat der Frequenz ist. Dies erklärt das in Abb. 34 zu sehende und sich auch in den anderen Dämpfungswerten (Abb. 33, Abb. 32, Abb. 21) niederschlagende Verhalten. Die durch die geometrischen Eigenschaften der Brennkammer bedingte Dämpfung beeinflusst die einzelnen Dämpfungswerte natürlich ebenfalls, sodass es zu Abweichungen kommen kann, aber prinzipiell ist ein (mehr oder weniger stark ausgeprägter) quadratischer Zusammenhang sichtbar. Dieser ist auch in Abbildung 35 beispielhaft für die Messungen unter Laborbedingungen gut an der Fitkurve zu erkennen.

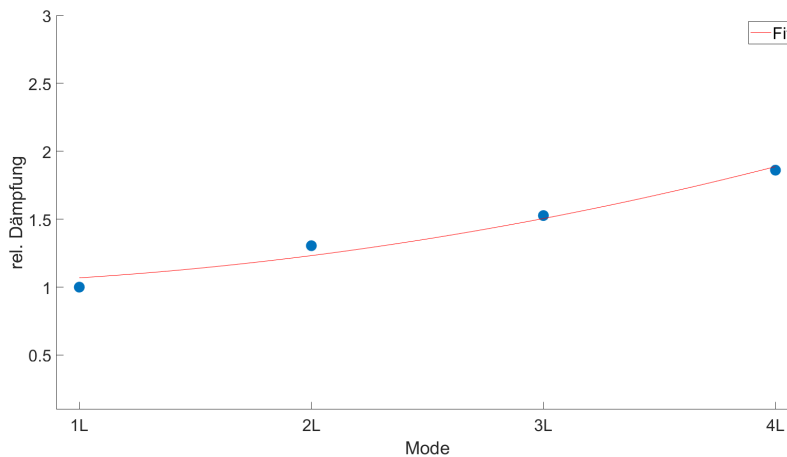


Abbildung 35: Quadratische Fitkurve durch Dämpfungswerte unter Laborbedingungen.  $R^2$  ca. 0,95

Auch das charakteristische Spektrum der BKC lässt sich in den Labormessungen, mit einigen Abstrichen, erkennen. Hier kommt allerdings zum Tragen, dass eine komplette (Forschungs-)Brennkammer im Detail einen akustisch relativ komplexen Raum darstellt und sich auch Laborbedingungen und die Bedingungen im Betrieb der Brennkammer nicht unbedingt direkt vergleichen lassen. Dennoch zeigt das relativ einfache Verfahren gute Ergebnisse.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Betrachtet man die durchgeführten Messungen und Ergebnisse lässt sich sagen, dass das aufgebaute Verfahren gute Resultate liefert und viel Potential für zukünftige Projekte mitbringt. Es konnte gezeigt werden, dass sich, auch mit wenigen Messpositionen und Messmikrofonen, das Spektrum einer Brennkammer und deren Dämpfung gut bestimmen lässt und an frühere Arbeiten angeknüpft werden kann. Die gemessenen Frequenzen berücksichtigen die vollständige Geometrie einer Brennkammer. Damit sind die Ergebnisse vielversprechender als rein analytisch berechnete Eigenfrequenzen. Hier müssen zwar bei sehr komplexen Volumina wie der BKC Abstriche gemacht werden, aber dennoch zeigt sich ein großes Optimierungspotential gegenüber der analytischen Herangehensweise. Außerdem konnte der Effekt von Baffles und ihre geometriespezifische Wirkung auf bestimmte Modenformen unter Laborbedingungen verifiziert werden. Dies ermöglicht zukünftig die Untersuchung von Gegenmaßnahmen unter Laborbedingungen. Diese Analysen werden sonst mittels aufwändiger Heißgasversuche oder rechenintensiver Simulationen durchgeführt. Das Verständnis solcher Gegenmaßnahmen sowie deren Entwicklung können künftig also vereinfacht werden.

Bei der Vermessung der BKC wurde gezeigt, dass die gemessenen Dämpfungen nicht direkt auf Heißgasversuche übertragbar sind. Dennoch bleiben auch im Labor relative Zusammenhänge zwischen den Dämpfungen einzelner Eigenmoden erhalten. Es war außerdem möglich eine relativ komplexe Brennkammer mit nicht optimalen Messpunkten zu vermessen und dabei sinnvolle Resultate zu erzielen.

Gleichzeitig konnten diverse Punkte identifiziert werden an denen zukünftige Arbeiten ansetzen können, um dieses Verfahren weiter zu optimieren. So konnten hier zwar auch mit räumlich begrenzten Messpunkten an realen Brennkammern sinnvolle Ergebnisse erzielt werden, aber, gerade für komplexe Projekte, können bessere Resultate erreicht werden, wenn statt der real eingesetzten Brennkammer ein, unter akustischen Gesichtspunkten, originalgetreues Mock-Up verwendet wird. Hier bietet sich eine einfache Fertigung aus z.B. Aluminium, an da keine besonderen mechanischen oder thermischen Lasten auftreten, lediglich das Innenvolumen und zugehörige Komponenten wie z.B. Zünder, Filmkühlschlitze und andere Elemente sollten vorhanden sein und können in bestimmten Fällen und je nach Bauweise auch durch originale Komponenten ersetzt werden. Dadurch sind mehr Messpunkte möglich, da diese in dem Mock-Up relativ einfach gesetzt werden können und zukünftige Prüfstandtests keine Berücksichtigung finden müssen. Alternativ kann es sinnvoll sein bei komplexeren Geometrien wie BKC die Brennkammer vor den Labormessungen so zu optimieren, dass ihr akustisches Verhalten unter Umgebungsbedingungen eher dem einer laufenden Brennkammer entspricht, analog zur abgedichteten Düse können auch zusätzliche, abzweigende Volu-

men abgeschlossen werden, sofern diese im Betrieb unter Heißgasbedingungen akustisch stark reflektierend wirken. Hier ist dann entsprechende Vorarbeit zu leisten. Dabei und bei der Identifikation von unter Umständen auftretenden sehr komplexen Moden und Einflüssen kann eine Simulation hilfreich sein, denn ab einer bestimmten Komplexität ist die alleine Annäherung des Innenvolumens als einfacher Zylinder nicht mehr ausreichend. Hier kann auch ein Datenaustausch zwischen Laborversuchen, Simulation und Prüfstandversuchen stattfinden, um das generelle Verständnis für das Auftreten von Instabilitäten und den Einfluss der Eigenmoden weiter zu verbessern. Ein solcher Datenaustausch kann während der Planung der Labormessungen auch hilfreich sein, um geeignete Messpositionen zu identifizieren. Sollte es Probleme geben die gegen den Einsatz eines dedizierten Nachbaus sprechen oder auch damit keine Messpositionen finden lassen, bei denen die Dämpfung einer Mode sauber feststellbar ist bzw. Daten fehlen um eine Mode zweifelsfrei zu identifizieren, kann eine Erweiterung integriert werden wie sie z.B. von Langel et al. [20], Kim et al. [18] oder Araujo et al. [2] beschrieben wurde und in Abbildung 36 zu sehen ist. Dabei wird ein bewegliches Mikrofon an einem dreh- und verschiebbaren Stab in die Brennkammer eingebracht und kann so die Amplitude an verschiedenen Stellen messen, die mit bündig montierten Mikrofonen nicht zugänglich sind, außerdem kann aktiv während der laufenden Messung nach z.B. Knotenlinien "gescannt" werden. Dabei ist allerdings zu betrachten wie sehr diese(s) Mikrofon(e) selbst die akustischen Verhältnisse beeinflussen.

Abschließend kann man sagen, dass das hier umgesetzte Verfahren gute Ergebnisse geliefert hat, sowohl konkrete Resultate als auch Ansatzpunkte für weitere, aufschlussreiche Arbeiten in der Zukunft.

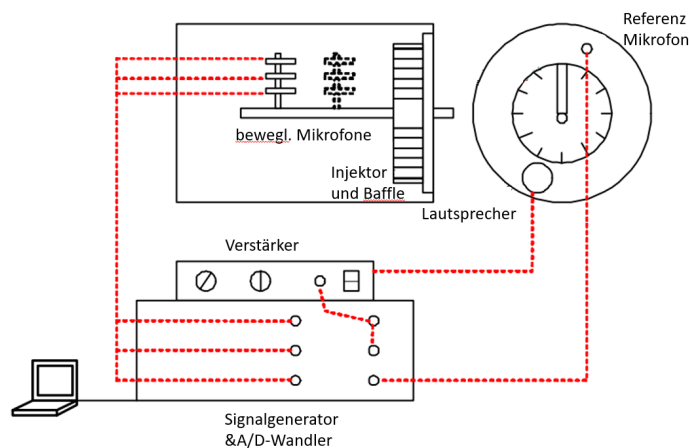


Abbildung 36: Skizze eines beweglichen Mikrofons zur Erweiterung des Versuchsaufbaus; modifiziert von Kim et al. [18]



## Literatur

- [1] Dirk Rüdiger Albat, Oskar Josef Haidn und Günter Langel. “Antriebssysteme”. In: *Handbuch der Raumfahrttechnik*. Hrsg. von Wilfried Ley, Klaus Wittmann und Willi Hallmann. 4. Aufl. München: Hanser, 2011. Kap. 3.3. ISBN: 3446424067.
- [2] T.B. de Araújo u. a. “Stability Characteristics of the L75 Lox-Ethanol Rocket Engine”. In: *3AF Space Propulsion Conference*. 2018.
- [3] T.A. Coultas. “Combustion Instability”. In: *Liquid Propellant Rocket Combustion Instability*. NASA SP-194. Hrsg. von David T Harrje und Frederick H. Reardon. Washington D.C.: National Aeronautics und Space Administration, 1972. Kap. 1.2.
- [4] Fred E.C. Culick und Vigor Yang. “Overview Of Combustion Instabilities in Liquid-Propellant Rocket Engines”. In: *Progress in Astronautics and Aeronautics*. Bd. 169: *Liquid Rocket Engine Combustion Instability*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Inc., 1995. ISBN: 1-56347-183-3.
- [5] Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR). *Der Standort Lampoldshausen des DLR*. 16. Apr. 2021. URL: <https://www.dlr.de/content/de/artikel/standorte/lampoldshausen/ueber-lampoldshausen.html>.
- [6] Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V. (DLR). *Moderne Triebwerksentwicklung auf raumfahrt historischem Grund und Boden*. URL: [https://www.dlr.de/content/de/bilder/galeriebilder/lampoldshausen/la\\_01\\_luftbild.html](https://www.dlr.de/content/de/bilder/galeriebilder/lampoldshausen/la_01_luftbild.html) (besucht am 16.04.2021).
- [7] DLR, Institut für Raumfahrtantriebe. *Hauptstufentriebwerk Vulcain 2*. DLR. URL: [https://www.dlr.de/ra/DesktopDefault.aspx?tabid=4035/6382\\_read-9158/gallery-1/gallery\\_read-Image.55.20077/](https://www.dlr.de/ra/DesktopDefault.aspx?tabid=4035/6382_read-9158/gallery-1/gallery_read-Image.55.20077/) (besucht am 16.04.2021).
- [8] Laudien E. u. a. “Experimental Procedures Aiding The Design of Acoustic Cavities”. In: *Liquid rocket engine combustion instability*. Hrsg. von Vigor Yang und William E. Anderson. Bd. 169. Progress in Astronautics und Aeronautics, 1995.
- [9] Klaus Ehrenfried. “Vorlesung zur Strömungsakustik I (TU Berlin)”. 2003.
- [10] Klaus Ehrenfried. “Vorlesung zur Strömungsakustik II (TU Berlin)”. 2003.
- [11] Z. Farago und Oswald M. “Acoustics of Rocket Combustors Equipped with Absorber Rings”. In: *Joint Propulsion Conference*. 44th. 2008. DOI: 10.2514/6.2008-5112.

- [12] Z. Farago und M. Oschwald. *Investigation of the Acoustic Characteristics of the CRC*. Forschungsber. DLR Institute Of Space Propulsion, Lampoldshausen, 2003. DLR-LA - HF-RP 001.
- [13] Thomas Fiala. “Bestimmung der Dämpfung akustischer Wellen in einer Raketenbrennkammer”. Diplomarbeit. Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, 2010. DOI: 10.13140/2.1.1818.0487.
- [14] Stefan Gröning. “Untersuchung selbsterregter Verbrennungsinstabilitäten in einer Raketenbrennkammer”. Diss. Fakultät für Maschinenwesen, RWTH Aachen, 2017.
- [15] Justin S. Hardi. “Experimental Investigation of High Frequency Combustion Instability in Cryogenic Oxygen-Hydrogen Rocket Engines”. Diss. School of Mechanical Engineering University of Adelaide, 2012.
- [16] B Ivanic und W Mayer. “Time- and Length Scales of Combustion in Liquid Rocket Thrust Chambers”. In: *Journal of Propulsion and Power* 18.2 (2002). DOI: 10.2514/2.5963.
- [17] Robert Kathan. “Verlustmechanismen in Raketenbrennkammern”. Diss. Fakultät für Maschinenwesen, TU München, 2013.
- [18] H. J. Kim u. a. “An Experimental Study on Acoustic Damping Enhancement by the Gap of Baffled Injectors”. In: *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit (2005). Bd. 41. Tucson, 2005. DOI: 10.2514/6.2005-4446.
- [19] Lawrence E. Kinsler u. a. *Fundamentals Of Acoustics*. 4th. New York: John Wiley und Sons, 2000. 560 S. ISBN: 0-471-84789-5.
- [20] G Langel u. a. “Combustion Stability Characteristics of the ARIANE 5 L7 Engine”. In: *42nd Congress of the International Astronautical Federation*. 1991.
- [21] Philip M. Morse und K. Uno Ingard. *Theoretical Acoustics*. New York: McGraw-Hill Book Company, 1968. Kap. 6.
- [22] Michael Müller Gerhard; Möser. *Handbook of Engineering Acoustics*. Hrsg. von Gerhard Müller und Michael Möser. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013. ISBN: 978-3-540-69460-1. DOI: 10.1007/978-3-540-69460-1.
- [23] M. Oschwald und M. Marpert. “On The Acoustics Of Rocket Combustors Equipped With Quarter Wave Absorbers”. In: *EUCASS Proceedings Series*. Bd. 2. 2011. DOI: 10.1051/eucass/201102339.
- [24] Michael Oschwald und Bernhard Knapp. “Investigation of Combustion Chamber Acoustics and its Interaction with LOX/H<sub>2</sub> Spray Flames”. In: *EUCASS Proceedings Series*. Bd. 1. 2009. ISBN: 978-2-7598-0411-5. DOI: 10.1051/eucass/200901205.

- [25] Fernando Puente Leon und Holger Jäkel. *Signale und Systeme*. 7. Aufl. Oldenburg: De Gruyter, 2019. ISBN: 978-3-11-062632-2. DOI: <https://doi.org/10.1515/9783110626322>.
- [26] J. W. S. Rayleigh. “The explanation of certain acoustic phenomena”. In: *Nature* 18 (1878). DOI: <https://doi.org/10.1038/018319a0>.
- [27] Thomas Rossing. *Springer Handbook of Acoustics*. Hrsg. von Thomas D. Rossing. New York, N.Y: Springer Science+Business Media, LLC New York, 2007. Kap. 3. ISBN: 978-0-387-30446-5.
- [28] Günther Schmidt. *Technik der Flüssigkeits-Raketentriebwerke*. DaimlerChryslerAerospace, 1999.
- [29] Space Foundation. *Global Space Economy Grows in 2019 to 423.8Billion*. Space Foundation. 2020. URL: <https://spacefoundation.org/2020/07/30/global-space-economy-grows-in-2019-to-423-8-billion-the-space-report-2020-q2-analysis-shows/> (besucht am 08.04.2021).
- [30] George P Sutton und Oscar Biblarz. *Rocket Propulsion Elements*. 8. Aufl. John Wiley Sons, Inc, Hoboken, New Jersey, 2010. ISBN: 978-0-470-08024-5.
- [31] Samuel C. L. Webster. “Analysis of Pressure Dynamics, ForcedExcitation and Damping in a High PressureLOX/H2 Combustor”. Diss. Fakultät für Maschinenwesen RWTH Aachen, 2016.
- [32] Peter FD Welch. “The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms”. In: *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics* 15 (1967). DOI: 10.1109/TAU.1967.1161901.
- [33] Pennsylvania St V. Yang Yang Vigor Yang und W. Anderson. *Liquid Rocket Engine Combustion Instability*. Hrsg. von William E. Yang Vigor; Anderson. Progress in Astronautics and Aeronautics. Bd. 169. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Inc., 1995. 577 S. ISBN: 1-56347-183-3.
- [34] Maurice J. Zucrow und Joe D. Hoffman. *Gas Dynamics Vol.2 Multi-dimensional Flow*. New York: John Wiley Sons, Inc., 1977. Kap. 15. ISBN: 0-471-018066.